SÉRIE A, N° 3780
N° D'ORDRE : 4631

108

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marie-Claire ZUCKERMANN

1re THÈSE : Observations et interprétation de l'étoile variable SS Cygni.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 26 février 1962 devant la Commission d'examen.

MM. DANJON *Président.*
SCHATZMAN } *Examinateurs.*
Mme PECKER }

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

SÉRIE A, N° 3780
N° D'ORDRE : 4631

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marie-Claire ZUCKERMANN

1re THÈSE : Observations et interprétation de l'étoile variable SS Cygni.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le février 1962 devant la Commission d'examen.

MM. DANJON *Président.*
SCHATZMAN } *Examinateurs.*
Mme PECKER }

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA . . . . T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE . . . T Théories physiques.
PRENANT. . . . . T Anatomie et Histol. comparées.
PÉRÈS. . . . . T Mécanique des fluides et applications.
BOURCART . . . . T Géogr. physique et Géol. dynamique.
PLANTEFOL. . . . T Botanique.
GRASSÉ . . . . . T Évolution des êtres anrgisés.
PRÉVOST. . . . . T Chimie organique.
BOULIGAND. . . . T Application de l'analyse à la Géométrie.
CHAUDRON . . . . T Chimie appliquée.
WYART. . . . . T Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER. . . . . T Zoologie.
MANGENOT. . . . T Biologie végétale (Orsay).
P. AUGER . . . . T Physique quantique et Relativité.
MONNIER. . . . . T Physiologie générale.
PIVETEAU . . . . T Paléontologie.
ROCARD . . . . . T Physique (E. N. S.).
H. CARTAN. . . . T Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITE . . . . . T Chimie générale.
FAVARD . . . . . T Géométrie supérieure.
COULOMB. . . . . T Physique du Globe.
Mlle COUSIN . . . T Biologie animale (S. P. C. N.)
CHRÉTIEN . . . . T Chimie minérale.
P. DRACH . . . . T Zoologie.
KASTLER. . . . . T Physique (E. N. S.).
EPHRUSSI. . . . . T Génétique.
RIVIÈRE . . . . . T Géologie (S. P. C. N.) Orsay.
GAUTHERET. . . . T Biologie végétale (P. C. B.).
LUCAS R. . . . . T Recherches physiques.
A. THOMAS. . . . T Biologie cellulaire.
ARNULF . . . . . T Optique appliquée.
M. MORAND. . . . T Enseignement de Physique.
SOLEILLET . . . . T Physique (P. C. B.).
FORTIER . . . . . T Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON . . . . . T Astronomie.
PETIT . . . . . T Biologie maritime.
QUENEY. . . . . T Météorologie et Dynamique atmosphérique.
GALLIEN. . . . . T Embryologie.
EICHHORN . . . . T Biologie végétale (S. P. C. N.).
DE CUGNAC . . . T Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS . . T Chimie physique.
THELLIER . . . . T Physique du Globe.
L'HÉRITIER. . . . T Biologie générale (Orsay).
GRIVET. . . . . T Radioélectricité.
PONCIN . . . . . T Mécanique générale.
DUBREIL. . . . . T Arithmétique et Théorie des nombres.
QUELET . . . . . T Chimie organique.
CAGNIARD . . . . T Géophysique appliquée.
CHAMPETIER . . . T Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER . . . . T Micropaléontologie.
JUNG . . . . . T Pétrographie.
TRILLAT . . . . . T Microscopie et Diffraction électronique.
WIEMANN . . . . T Chimie organique et structurale.
JACQUINOT. . . . T Spectroscopie (Orsay).
VASSY. . . . . T Physique de l'Atmosphère.
DESTOUCHES . . . T Théories physiques.
PRUVOST. . . . . T Géologie.
AMIEL. . . . . T Chimie des solides.
HOCART . . . . . T Minéralogie.
J. P. MATHIEU . . T Physique (Orsay).
COUTEAUX . . . . T Biologie animale (P. C. B.).
MAY. . . . . T Zoologie (Orsay).
CHOQUET. . . . . T Théorie des fonctions et Topologie.
FELDMANN. . . . T Biologie végétale marine.
GUINIER. . . . . T Physique des Solides.
JOST . . . . . T Physiologie comparée.
FORTET . . . . . T Calcul des prob. et Physique mathématique.
SCHWARTZ . . . . T Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD. . . . . T Physiologie végétale.
MALAVARD . . . . T Aviation.
BRELOT . . . . . T Calcul différentiel.
NORMANT. . . . . T Synthèse organique.
BENARD . . . . . T Chimie minérale.
BUVAT. . . . . T Botanique (E. N. S.).
DUGUÉ. . . . . T Statistiques mathématiques.
SOULAIRAC. . . . T Psychophysiologie.
ULRICH . . . . . T Physiologie végétale.
MARÉCHAL. . . . T Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN. . . . T Théories chimiques.
CHADEFAUD. . . . T Botanique.
Mlle LE BRETON . T Physiologie générale.
SALEM. . . . . T Mathématiques générales.
LELONG . . . . . T Mathématiques générales.
DEVILLERS. . . . T Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN . . . T Topologie algébrique.
FRANÇON. . . . . T Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD . . . T Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT. . . . T Mathématiques (M. G. P.).
PISOT . . . . . T Techniques mathématiques de la Physique.
ROCH E. . . . . T Géologie.
SCHATZMAN. . . . T Astrophysique.
TERNIER. . . . . T Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY. . . . T Mathématiques générales.
LENNUIER . . . . T Physique (M. G. P.).
RIZET . . . . . T Génétique.
ROUTHIER . . . . T Géologie appliquée.
Mme TONNELAT. . T Relativité.
DIXMIER. . . . . T Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY. . . . . T Chimie générale.

AIGRAIN . . . . . T Electrotechnique générale.
BRUSSET. . . . . Chimie minérale.
M. LÉVY. . . . . T Physique théorique des hautes énergies.
Mme CHAIX. . . . T Chimie biologique.
Mme HUREL-PY. . Biologie végétale (P. C. B.).
PIAUX. . . . . T Chimie (M. P. C.).
BRUN . . . . . T Mécanique expérimentale des fluides.
LEDERER. . . . . T Chimie biologique.
Mme DUBREIL . . T Mathématiques.
Mme LELONG. . . T Mathématiques (E. N. S.).
BELLAIR. . . . . T Géologie (S. P. C. N.).
COTTE. . . . . T Physique (Orsay).
DUBOIS J. E' . . T Chimie organique.
LAMOTTE. . . . . T Zoologie (E. N. S.).
MICHEL André . . T Chimie (S. P. C. N.) (Orsay).
OLMER. . . . . T Énergétique générale.
ROUAULT . . . . T Physique générale.
GAUTHIER . . . . T Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ . . . T Chimie physique.
BROSSEL . . . . . T Physique atomique.
BUSER. . . . . Biologie animale (P. C. B.).
CAMUS. . . . . Biologie animale (P. C. B.).
CASTAING. . . . . Physique générale.
CURIEN . . . . . T Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE. . . . . T Physiologie végétale (Orsay).
PANNETIER. . . . Chimie (S. P. C. N.).
POSSOMPES. . . . T Biologie animale (P. C. B.).
PULLMANN. . . . Chimie théorique.
TEILLAC . . . . . Physique nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT . . . . Biologie physico-chimique.
VILLE . . . . . T Économétrie.
WILLEMART. . . . Chimie (P. C. B.).
DODÉ . . . . . T Chimie (S. P. C. N.) Orsay.
FREYMANN. . . . T Physique générale.
GUINOCHET. . . . T Biologie végétale (Orsay).
ROLLET . . . . . T Chimie (P. C. B.).
Mlle JOSIEN . . . T Chimie (P. C. B.).
CHEVALLEY . . . T Géométrie algébrique et Théorie des groupes.
ARNOULT. . . . . T Électronique.
CHAPELLE . . . . T Physique (M. P. C.) (Orsay).
DELANGE. . . . . T Mathématiques (Orsay).
DENY . . . . . T Mathématiques (M. G. P.) (Orsay).
GERMAIN . . . . T Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G. . . . . T Géologie.
ALLARD . . . . . T Chimie physique.
BERTHELOT. . . . Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
BRICARD. . . . . T Météorologie et Physique de l'atmosphère.
Me ALBE-FESSARD. Psychophysiologie.
FRIEDEL. . . . . Physique des solides.
M. JULIA. . . . . Chimie Organique Structurale.
LENDER . . . . . Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay).
MAGAT. . . . . Physico-chimie des rayonnements.
Mlle QUINTIN. . . T Électrochimie.
MONOD. . . . . T Biochimie cellulaire.
BENOIT. . . . . T Physiologie animale. (Orsay).
DE POSSEL. . . . T Analyse numérique.
CHARLOT. . . . . T Chimie analytique.
HAISSINSKY. . . . T Radiochimie.
LEMÉE. . . . . T Physiologie B. M. P. V. (Orsay).
GUÉRIN . . . . . T Chimie M. P. C. (Orsay).
CHATELET M. . . Chimie (P. C. B.).
JEAN . . . . . Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).
MATTLER. . . . . Physique (S. P. C. N.) (Orsay).
MICHEL (Louis) . . Physique théo. des hautes énergies (Orsay).
RUMPF . . . . . Chimie (P. C. B.).
BERGERARD. . . . Zoologie (Orsay).
BERTEIN. . . . . Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES . . . Chimie de Radioéléments (Orsay).
Mme COUTURE . . Thermodynamique et Mécanique Physique.
ELLENBERGER. . . Géologie appliquée.
FRANC. . . . . Biologie animale.
SCHNELL. . . . . Botanique tropicale.
STOLKOWSKI . . . Biologie animale (P. C. B.).
ACHER. . . . . Chimie biologique (Orsay).
BAUDOIN. . . . . Biologie animale (P. C. B.).
BEAUMONT. . . . Biologie animale (S. P. C. N.).
BLAMONT . . . . Géophysique Ionosphère.
BOURREAU. . . . Biologie végétale S. P. C. N. (Orsay).
CURIE D.. . . . . Physique (M. G. P.).
DURAND-DELGA. . Géologie.
FREON. . . . . Chimie (P. C. B.).
HELLER . . . . . Physiologie végétale.
TORTRAT. . . . . Calcul des Probabilités.
CAILLEUX . . . . Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN. . . . . T Physique (M. P. C.).
DAUDEL . . . . . Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie théorique et à la Physique nucléaire.
Mlle FOURCROY. . Biologie végétale (S. P. C. N.).
BARRAUD. . . . . Physiologie cellulaire
NOIROT . . . . . Évolution des êtres organisés
Mme FOURES-BRUHAT . . . . . T Mécanique Analytique et Mécanique céleste.
Mlle VEIL. . . . . Physiologie Générale.
LWOFF. . . . . T Microbiologie.
SIESTRUCK . . . . T Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE. . . . . T Métallurgie (Orsay).
BROCHARD . . . . T Physique P. C. B. (Orsay).
CABANNES . . . . T Mécanique générale.
LESIEUR . . . . . T Mathématique M. P. C. (Orsay).
MAZET . . . . . T Mécanique générale (Orsay).

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Secrétaire général : R. POULLAIN.

OBSERVATIONS ET INTERPRÉTATION DE L'ÉTOILE VARIABLE SS CYG.

par Marie-Claire ZUCKERMANN
(Institut d'Astrophysique, Paris)

RÉSUMÉ. — *L'introduction donne un aperçu de nos connaissances sur les étoiles variables de type U Gem, et pose le problème de leur relation avec les Novae et les Novoïdes. On s'est proposé de rassembler, pour la plus brillante d'entre elles, SS Cyg, quelques nouvelles données d'observation. Ces données sont essentiellement l'étude spectrophotométrique du fond continu de SS Cyg entre* 3200 *et* 6000 Å *pendant les explosions et une étude photoélectrique en trois couleurs des fluctuations lumineuses rapides observées entre les explosions et pendant les explosions. Les dates des observations sont données dans les tableaux* 2.1, 3.2 *et* 4.2.

Le chapitre II expose les méthodes d'observation et de réduction et donne les caractéristiques adoptées pour les étoiles de comparaison (fin du paragraphe 1 *et tableau* 2.3).

Le chapitre III décrit les observations photoélectriques des fluctuations lumineuses rapides. On suppose que les fluctuations lumineuses rapides sont dues à l'émission d'un rayonnement supplémentaire d'intensité variable, provenant d'une part de la succession ininterrompue de petites éruptions (que l'on appelle sursauts), d'autre part d'une composante variant plus lentement (« dérivante ») qui est peut-être due en partie à des sursauts de très faible amplitude, donc invisibles. Le rayonnement supplémentaire a certaines caractéristiques permanentes : distribution spectrale du rayonnement, distribution des durées et des amplitudes des sursauts visibles. La distribution des fréquences des sursauts semble variable. On n'observe pas d'éclipses, ni de relation entre l'amplitude ou le nombre de sursauts et la phase du mouvement orbital.

La première partie du chapitre IV présente l'ensemble des observations photoélectriques et spectrophotométriques faites au cours des explosions de SS Cyg. L'évolution du spectre est résumée dans le tableau 4.7. *L'autre partie du chapitre IV est une étude statistique de la courbe de lumière de SS Cyg entre* 1896 *et* 1957 *: simplification de la classification des explosions proposée par* CAMPBELL (*Voir tableau* 4.8), *remarques sur l'énergie émise entre deux explosions.*

Le chapitre V tente une interprétation d'ensemble des observations de SS Cyg. En dehors des explosions, on définit « l'état minimum » du système, correspondant à l'absence ou au minimum d'intensité du rayonnement supplémentaire (tableau 5.1). *Puis on cherche à expliquer le spectre observé au cours des explosions. L'hypothèse proposée sur l'origine des fluctuations rapides de SS Cyg permet d'expliquer également les fluctuations rapides d'éclat observées sur les novae, les novoïdes et certaines étoiles doubles serrées.*

On trouvera dans l'Appendice 1 *quelques compléments sur les mesures photoélectriques décrites dans le chapitre II, dans l'Appendice* 2 *quelques compléments sur la méthode des autocorrélogrammes employée dans le chapitre III. L'Appendice* 3 *contient la liste des* 430 *maxima de SS Cyg observés de* 1896 *à* 1957 *et quelques développements de la fin du chapitre IV.*

ABSTRACT. — *In the introduction we review our knowledge of the U Gem type variable stars and we pose the problem of their relation with the Novae and the Novalike stars. We have proposed to assemble some new observational data for the most brilliant of the U Gem stars, SS Cygni. Essentially, these data consist of the spectrophotometric study of the continuum of SS Cygni between* 3200 *and* 6000 Å *during the explosions, and of a three-colour photoelectric study of the rapid luminous fluctuations observed between and during the explosions. The dates of the observations are given in tables* 2.1, 3.2 *and* 4.2.

In chapter II the methods of observation and reduction are described, and the characteristics adopted for the comparison stars are given (end of paragraph 1 *and table* 2.3).

Chapter III describes the photoelectric observations of the rapid luminous fluctuations. It is supposed that the rapid luminous fluctuations are due to the emission of supplementary radiation of variable intensity, coming on the one hand from the uninterrupted succession of small flares (which one calls bursts), and on the other hand from a more slowl varying component (« dérivante ») which is perhaps partly due to very low amplilitude bursts, which are invisible. The supplementary radiation has certain permanent properties : the spectral distribution of the radiation, the distribution of the duration and amplitudes of the visible bursts. The distribution of the frequency of bursts seems to be variable Eclipses are not observed and no relation between the amplitude or number of bursts as a function of phase of the orbital motion is found.

The first part of Chapter IV presents the ensemble of the photoelectric and spectrophotometric observations made in the course of the explosions of SS Cyg. The evolution of the spectrum is summarized in table 4.7. *The other part of Chapter IV is a statistical study of the light curve of SS Cyg between* 1896 *and* 1957 : *simplification of the classification of the explosions proposed by* Campbell (*see table* 4.8), *remarks on the energy emitted between two explosions.*

In Chapter V a general interpretation of the observations of SS Cyg is attempted. Outside of explosions, a « minimum state » of the system is defined, corresponding to the absence or to the intensity minimum of the supplementary radiation (table 5.1). *Then we try to explain the spectrum observed in the course of the explosions. The hypothesis proposed for the origin of the rapid fluctuations of SS Cyg permits us to explain the rapid brightness fluctuations observed in novae, nova-like stars, and some close double stars as well.*

In Appendix 1 *one will find further information regarding the photoelectric measurements described in Chapter II, in Appendix* 2 *some complements on the autocorrelation-diagram method used in Chapter III. Appendix* 3 *contains the list of the* 430 *maxima of SS Cyg observed from* 1896 *to* 1957, *and some elaborations of the end of chapter IV.*

Наблюдения и интерпретация переменной звезды SS Лебедя.

Резюме. — Во введении дается очерк наших знаний, касающихся переменных эвезд типа U Близнецов, и ставится задача о их взаимоотношении с Новыми и Новоидамн. Было поставлено целью собрать несколько новых данных наблюдения для наиболее яркой из них, SS Лебедя. Эти данные представляют собой, в основном, спектрофотометрическое исследование непрерывного фона SS Лебедя между 3200 и 6000 Å во время взрывов и фотоэлектрическое исследование в трех цветах быстрых световых флуктуаций, наблюденных между в. рывами и во время взрывов. Даты наблюдений даны в таблицах 2.1, 3.2 и 4.2.

Глава II излагает методы наблюдения и обработки и дает характеристики, принятые для звезд сравнения (окончание параграфа 1 и таблица 2,3).

Глава III описывает фотоэлектрические наблюдения быстрых световых флуктуаций. Предполагается, что быстрые световые флуктуапии происходят вследствие эмиссии дополнительного излучения переменной интенсивности, происходящего частично от непрерывной последовательности малых извержений (называемых вспыщкамн) и частично от составляющей, меняющейся более медленно, которая, возможно, происходит частично вследствие скачков очень малой амплитуды и, следовательно, невидимых. Дополнительное излучение имеет некоторые постоянные характеристики : спектральное распределение излучения, распределение продолжительностей и амплитуд видимых вспышек. Распределение частот вспыщек по-видимому переменно. Не наблюдается ни затмений, ни зависимости между амплитудой или числом вспыщек в функции фазы орбитального движения.

Первая часть главы IV представляет собой совокупность фотоэлектрических и спектрофотометрических наблюдений, сделанных во время взрывов SS Лебедя. Эволюция спектра резюмирована в таблице 4.7. Другая часть главы IV представляет собой статистическое исследование кривой яркости SS Лебедя между 1896 и 1957 : упрощение классификации взрывов, предложенной Кэмпбеллом (см. таблицу 4.8), замечания относительно энергии, излученной между двумя взрывами.

Глава V пытается дать истолкование совокупности наблюдений SS Лебедя. Вне взрывов определяется « минимальное состояние » системы, соответствующее отсутствию или минимуму интенсивности дополнительного излучения (таблица 5.1). Затем ищется объяснение спектра, наблюденного во время взрывов. Гипотеза, предложенная для объяснения происхождения быстрых флуктуаций SS Лебедя позволяет также объяснить быстрые флуктуации блеска, наблюденные в новых, новоидах и некоторых тесных двойных звездах.

В приложении I можно найти несколько дополнений, касающихся фотоэлектрических измерений, описанных в главе II ; в приложении же 2 — несколько дополнений, касающихся метода автокоррелограмм, использованного в главе III. Приложение 3 содержит список 430 максимумов SS Лебедя, наблюденных с 1896 по 1957 и несколько разложений конца главы IV.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Les étoiles de type U Gem sont encore une énigme. On connaît actuellement une centaine d'étoiles de ce type, caractérisées par l'apparition tous les 20 à 100 jours d'explosions récurrentes, au cours desquelles l'éclat de l'étoile augmente de quelques magnitudes en quelques jours ; la durée du maximum d'éclat est variable de quelques heures à une dizaine de jours, puis l'éclat décline et reprend sa valeur initiale au bout de quelques jours. Pour une même étoile, les explosions ne sont ni périodiques ni identiques ; chaque étoile est seulement caractérisée par une valeur moyenne de la durée du cycle, ses explosions varient en amplitude et en durée. Pour l'ensemble des étoiles du type U Gem, il existe une corrélation entre l'amplitude de la variation d'éclat et la durée de l'intervalle moyen de récurrence. On ne peut décider actuellement si cette corrélation s'applique également aux Novae récurrentes, selon la suggestion de KUKARKIN et PARENAGO (1933) critiquée par KOPYLOV (1954) sur la base de données plus récentes.

Entre les explosions, l'éclat de l'étoile est généralement variable de façon irrégulière de quelques dixièmes de magnitude. Le spectre est généralement de type G avec des raies d'absorption plus ou moins voilées ; de plus, les raies de Balmer de l'hydrogène et les raies de l'hélium neutre apparaissent très intenses et larges en émission (largeurs équivalentes de l'ordre de 20 à 30 Å pour Hγ) ainsi que CaII et par intermittences la raie λ 4686 de l'hélium ionisé. La discontinuité de Balmer est également en émission.

L'explosion s'accompagne d'une importante transformation du spectre visible [ELVEY et BABCOCK, 1943 ; F. HINDERER, 1949 ; P. WELLMANN, 1952]. Au maximum d'éclat, la température de couleur du fond continu est nettement plus élevée, analogue à celle d'une étoile de type A ou B, et les raies d'émission ont presque totalement disparu ; on observe des raies d'absorption larges plus ou moins intenses suivant l'étoile et l'explosion. Au cours du déclin, la température de couleur du fond continu décroît, tandis que réapparaissent progressivement les raies d'émission de H, HeI, CaII.

Il est à noter que la présence de raies d'émission au minimum d'éclat n'est pas fondamentale, puisqu'il existe au moins une étoile, AY Lyr, présentant les explosions récurrentes et dont le spectre au minimum est dépourvu de raies d'émission [ELVEY et BABCOCK, 1943]. D'après les observations de R. P. KRAFT faites en 1955-1956 et rapportées par JOY (1960), il existe également des étoiles de type U Gem dont le spectre au minimum d'éclat est complètement continu, par exemple EY Cyg.

On sait maintenant que plusieurs étoiles de type U Gem sont des doubles spectroscopiques et que ce fait est probablement général et essentiel. Avant qu'il ne soit connu, plusieurs auteurs avaient tenté d'expliquer les variations d'éclat et de température de couleur observées par les variations de température et de rayon d'une étoile simple : l'explosion correspondait à une augmentation de la température de l'étoile de 5000° à 15000° ou 20000°, avec accroissement de rayon [F. HINDERER, 1949] ou sans variation de rayon [GORBATSKIJ, 1952] ou même peut-être avec contraction [ROSINO, 1946]. On expliquait la formation de raies d'émission et leur largeur par la présence d'une enveloppe turbulente ou en expansion [P. WELLMANN, 1952]. On n'étudiait d'ailleurs pas comment cette enveloppe était modifiée au cours de l'explosion : ELVEY et BABCOCK (1943) trouvaient que l'intensité absolue du centre des raies d'émission reste constante, ce qui indiquerait que l'enveloppe n'est pas modifiée. Le point essentiel, commun à toutes les théories élaborées à ce stade de l'évolution des idées, était de considérer les étoiles du type U Gem comme une catégorie particulière de naines ou de sous-naines *froides* (de type G ou K). Il était donc difficile d'imaginer une parenté physique profonde avec les Novae, puisque, outre la différence d'échelle des explosions, ces dernières sont au minimum d'éclat des sous-naines très chaudes.

Le problème a été transformé dans les années récentes par les découvertes de A. H. JOY (AE Aqr, 1954 ; SS Cyg, 1956) et M. F. WALKER (DQ Her, 1954*b*) établissant que certaines étoiles de type U Gem ou de type voisin (SS Cyg, RU Peg, AE Aqr) et la nova DQ Her sont des étoiles doubles de très courte période, comprenant une sous-naine chaude et une composante plus froide. La sous-naine chaude, qui est selon toute vraisemblance la composante explosive, se situe dans le diagramme de HERTZSPRUNG-RUSSELL sur le prolongement de la branche des géantes des amas globulaires, non loin de la composante bleue de la nova récurrente T Cr B

(qui est plus massive, R. P. KRAFT, 1958), de la composante bleue du système de courte période UX U Ma [G. H. HERBIG et M. F. WALKER, 1954] et des étoiles simples très bleues de faible luminosité comme BD 28° 4211, HZ 44 et les étoiles du halo. Il est remarquable que les systèmes DQ Her, SS Cyg, AE Aqr ont des périodes très courtes : 4 h 39 (la plus petite période connue, à l'exception de celle de VV Pup), 6 h 38, 16 h 50 et les trois autres systèmes connus de période inférieure à 12 h et comprenant une sous-naine chaude présentent une forme d'instabilité : VV Pup, 1 h 40 et RW Tri, 5 h 34, encore mal connues (1) ; UX U Ma, 4 h 43, qui a des fluctuations erratiques.

Le phénomène de fluctuation erratiques, étudié d'abord sur UX U Ma [W. A. HILTNER, H. L. JOHNSON, B. PERKINS, 1954] a aussi été observé sur SS Cyg, DQ Her, AE Aqr, et sur beaucoup d'autres novae, pre-novae, novae récurrentes et étoiles de type U Gem [M. F. WALKER, 1957].

Ainsi se trouve de nouveau suggérée une parenté profonde entre Novae et étoiles de type U Gem, en même temps que s'affirme une liaison entre caractère de sous-naine chaude, appartenance à un système double et instabilité se manifestant par des explosions ou par des fluctuations rapides. Il est évident que la connaissance précise des masses et des luminosités absolues de ces astres serait de la plus haute importance pour préciser leur structure et leur évolution. On pense actuellement que ce sont des étoiles assez âgées, évoluant vers les naines blanches. Il est même possible que certaines naines blanches aient un caractère explosif puisque la nova récurrente WZ Sge semble appartenir aux naines blanches [GREENSTEIN, 1957].

La récurrence des explosions et l'importance du caractère de binaire ont inspiré une théorie des explosions des Novae et des étoiles de type U Gem, due à SCHATZMAN (1951, 1958). L'élément explosif serait l'isotope ^3He, en raison de la grande sensibilité à la température de la réaction

$$^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + {}^1H + {}^1H.$$

Lorsque la concentration moyenne de ^3He dans l'étoile atteint une valeur critique, l'étoile devient vibrationnellement instable. Alors, s'il existe une oscillation non radiale de période voisine de celle du mouvement orbital, celui-ci induit une oscillation forcée dont l'amplitude augmente rapidement, jusqu'à ce que se déclenche l'explosion. Au cours de l'explosion, une partie au moins de l'hélium ^3He est détruite. Il faut attendre que se reconstitue une réserve suffisante de ^3He avant que puisse se produire l'explosion suivante.

En outre, le calcul montre que l'oscillation forcée induite dans l'étoile par le mouvement orbital a une amplitude variable à la surface de l'étoile : elle est maxima aux pôles (par rapport à la seconde composante) et à l'équateur, et minima dans les zones intermédiaires. SCHATZMAN suggère alors un mécanisme permettant de faire alterner les explosions déclenchées au voisinage des pôles et celles déclenchées au voisinage de l'équateur (Modèle d'étoile de type SS Cyg, 1959). Ainsi s'expliquerait la propriété bien connue des étoiles de type U Gem de montrer 2 espèces d'explosions : « maxima longs » et « maxima courts » qui ont tendance à alterner (voir par exemple les études des courbes de lumière de U Gem par P. GREEP, 1942, et de SS Cyg par CAMPBELL, 1934, et CAMPBELL et STERNE, 1934). On suppose que l'explosion se déclenche lorsqu'une amplitude critique est atteinte, et on calcule avec une approximation linéaire dans quelle région cette amplitude critique est atteinte en premier.

Cette théorie fait intervenir un grand nombre de paramètres difficilement accessibles à l'observation et qui peuvent varier d'une étoile à l'autre : aussi est-elle d'une grande souplesse pour expliquer d'autres particularités des courbes de lumière. Malheureusement, elle n'a pas pu être vérifiée par les observations jusqu'ici.

Un champ d'études très intéressant semble donc l'étude des conditions d'instabilité d'une étoile, au sens que l'on vient de décrire : en particulier, à quelle condition peut-il exister une période d'oscillation non radiale de l'ordre de 100 fois la période d'oscillation fondamentale (230 fois dans le cas de DQ Her).

L'objet de ce travail a été de rassembler, pour les étoiles de type U Gem, quelques nouvelles données d'observation qui semblaient indispensables pour guider une recherche théorique.

Je me proposais d'une part d'étudier les fluctuations lumineuses encore mal connues entre les explosions, et de les comparer aux fluctuations erratiques de certaines novæ et novoïdes et aux éruptions des naines rouges et du soleil ; je me proposais d'autre part l'étude détaillée des changements spectraux accompagnant une explosion.

Les instruments qui m'étaient accessibles ne permettaient pas d'envisager une étude spectrophotométrique à grande dispersion même au maximum d'éclat, car toutes les étoiles de type U Gem sont faibles (moins brillantes que 8,5). On ne trouvera donc aucune étude détaillée de profils ou de vitesses radiales des raies. Pour la même raison,

(1) VV Pup a été étudiée par G. H. HERBIG (1960)

j'ai choisi d'étudier systématiquement la plus brillante de ces étoiles, SS Cyg (m_v = 8,5 à 11,9).

J'ai essayé de compléter le travail de mes prédécesseurs dans deux directions :

1) Étude en ultraviolet.

Aucune étude, ni photoélectrique ni spectrophotométrique, n'avait été faite dans ce domaine. Seuls les spectres de F. HINDERER donnent l'idée d'un excès d'ultraviolet, puisqu'ils s'étendent jusqu'à λ^{-1} = 2,700 (microns $^{-1}$).

J'ai eu la chance de bénéficier d'un spectrographe à optique de quartz et d'une méthode de mesure des gradients bien au point.

2) Étude aussi complète que possible du déroulement d'une *même explosion*. Malheureusement, les conditions météorologiques ont été souvent défavorables. J'ai essayé de réaliser simultanément des mesures spectrophotométriques et des mesures photoélectriques.

D'autre part, j'ai obtenu quelques mesures photoélectriques de plusieurs étoiles de type U Gem au moment de leur maximum d'éclat. Les explosions étant imprévisibles, j'ai demandé l'aide d'un observateur de l'American Association of Variable Star Observers (AAVSO), qui était chargé de me prévenir télégraphiquement du début des explosions de SS Aur et U Gem. Cette coopération aurait pu être très fructueuse avec de meilleures conditions météorologiques.

Les méthodes d'observation et de dépouillement sont exposées dans le chapitre II. Les résultats des observations sont décrits dans les chapitres III et IV. J'ai cherché à rattacher les observations de SS Cyg à certaines données statistiques déduites de l'étude de sa courbe de lumière visuelle entre 1896 et 1957 (chap. IV, 2e partie).

A partir de l'ensemble du matériel d'observation disponible, j'ai essayé de définir les caractéristiques des étoiles et des enveloppes constituant le système SS Cyg et leurs variations au cours d'une explosion (chap. V).

CHAPITRE II

MÉTHODES D'OBSERVATION ET DE RÉDUCTION

Les dates des observations de SS Cyg sont indiquées sur la figure 2.1 et dans le tableau 2.1. Ce tableau donne en outre l'auteur ; l'instrument ; l'état de l'étoile (début, milieu, fin d'une explosion ou minimum d'éclat) ; le nº du maximum, d'après la terminologie de l'A. A. V. S. O. ; le nombre de spectres et la nature de la plaque s'il s'agit d'observations spectrophotométriques ; le nombre de nuits d'observation et les filtres utilisés s'il s'agit d'observations photoélectriques. En bas du tableau figure en outre la liste des observations publiées par d'autres auteurs pendant la même période (la date renvoie à une référence). La durée des observations photoélectriques continues est indiquée dans le tableau 3.2 (chap. III). La liste des observations d'autres étoiles de type U Gem est donnée dans le tableau 4.2 (chap. IV).

1) Les observations spectrophotométriques.

Les observations spectrophotométriques ont été réalisées principalement au cours de 3 séjours à l'Observatoire de Haute-Provence (novembre 1953, août 1955, août 1956).

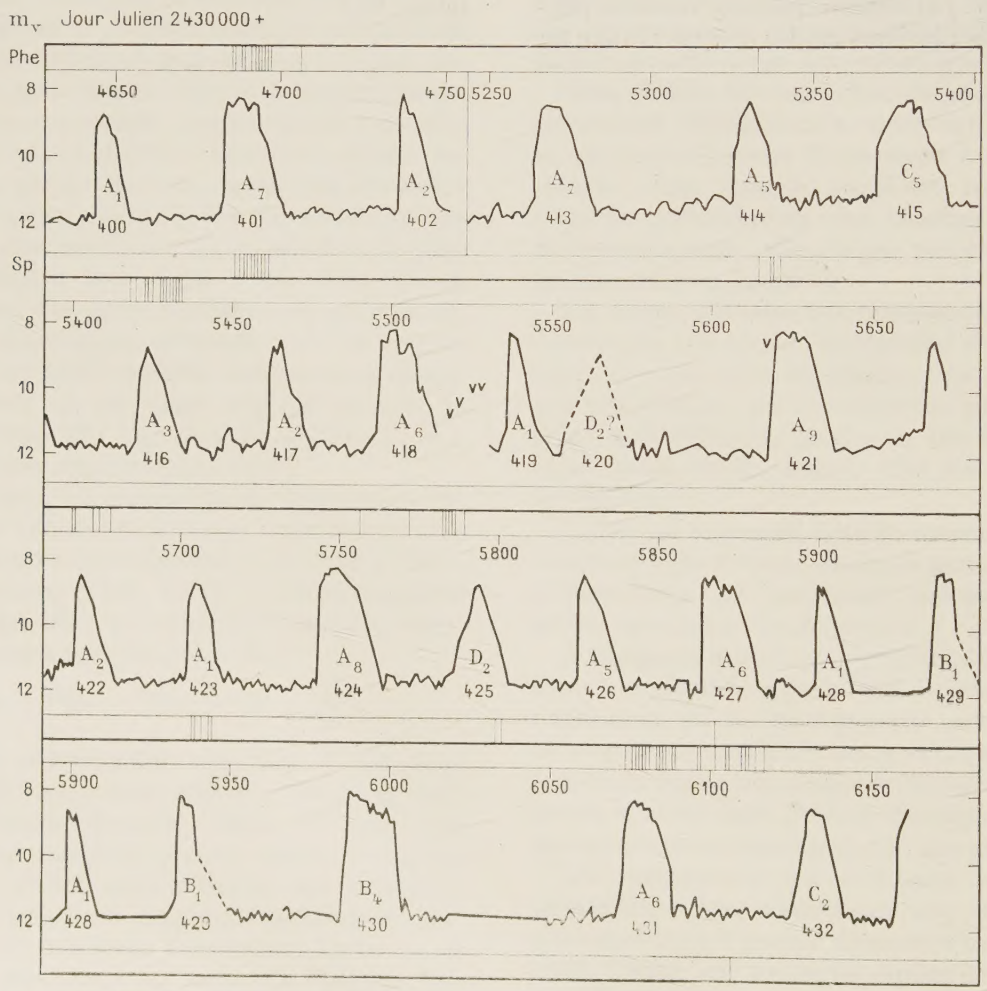

Fig. 2.1. — Courbe de lumière de SS Cyg (magnitudes visuelles d'après les observations de l'A. A. V. S. O.). Les traits verticaux tracés au-dessus de la courbe indiquent les dates des observations photoélectriques, ceux tracés au-dessous de la courbe indiquent les dates des observations spectrophotométriques. Le numéro et le type du maximum d'après la classification de L. Campbell (1934) sont notés sur la figure.

A. *Instrument.*

J'ai utilisé le spectrographe à châssis oscillant et optique de quartz conçu par BAILLET, CHALONGE, COJAN (1952), monté en Cassegrain sur le télescope de 80 cm de l'Observatoire de Haute-Provence. Sa dispersion est faible (environ 220 Å par mm à H_γ). Il permet d'obtenir des spectres s'étendant de 3130 à 6200 Å. Cependant, certains des spectres obtenus ne vont pas au delà de 5000 Å à cause de la nature de la plaque utilisée, d'autres sont inutilisables dans l'ultraviolet à cause de la faible hauteur d'oscillation employée afin d'obtenir un spectre suffisamment exposé. En général, j'ai employé des plaques 103 a D antihalo et une hauteur d'oscillation suffisante, exploitant ainsi toutes les possiblités du spectrographe. Dans ces conditions, la magnitude limite pour une étoile bleue est 10,5 (temps de pose 2 h 1/2. De plus, il devient difficile de suivre l'étoile dans le viseur du spectrographe). Seules sont accessibles SS Cyg et U Gem au maximum. J'ai renoncé à l'étude de cette dernière dont les explosions sont trop rares.

Les temps de pose ont varié entre 12 et 90 minutes, atteignant même 210 et 286 minutes pour 2 spectres sous-exposés pris pendant le déclin d'une explosion. Pour les meilleurs spectres, les temps de pose sont de l'ordre de 45 minutes.

B. *Conduite et dépouillement des observations.*

L'étoile SS Cyg a été comparée à une étoile de type spectral B_2 (HD 11241 en novembre 1953, HD 73 ensuite) et exceptionnellement à une étoile de type A_2 (BD 41° 3352). Les méthodes de calibration photométrique de la plaque et de réduction sont celles décrites par D. CHALONGE et L. DIVAN (1952). L'absorption atmosphérique a été déterminée par la comparaison des spectres d'une même étoile prise au voisinage du zénith et à faible hauteur au-dessus de l'horizon. Pour les nuits où elle n'a pas été déterminée, nous adoptons une valeur moyenne interpolée entre celle de la nuit précédente et celle de la nuit suivante. Quelques problèmes particuliers ont dû être résolus :

1) *Évaluation de l'absorption atmosphérique pour des poses longues.* — Lorsque la distance zénithale z de l'étoile varie notablement au cours d'une pose, il n'est plus possible d'adopter pour masse d'air celle qui correspond à l'instant du milieu de la pose, comme on le fait d'habitude. J'ai montré ([1]) que la durée de pose « effective » ne dépend pratiquement pas de la longueur d'onde et que l'on peut tenir compte de l'absorption par une formule des 3 niveaux, pourvu que $\Delta \sec z < 0.5$.

([1]) M. C. ZUCKERMANN, à paraître.

2) *Détermination des longueurs d'onde sur les spectres d'étoiles à raies larges.* — La longueur d'onde est déterminée usuellement sur les spectres par la position du fond des raies d'absorption de l'hydrogène, à environ 3 Å près (1/10 mm sur les enregistrements faits avec grandissement 12). Pour SS Cyg, les raies d'absorption sont larges et plus ou moins diffuses. J'ai été guidée par les pointes centrales d'émission ; on peut s'attendre à une erreur de l'ordre de 9 Å (3/10 mm sur les enregistrements). Le fait de négliger les vitesses radiales représente une erreur certainement plus petite : par exemple 1 Å en H_γ pour une vitesse radiale de 70 km/s.

Un décalage systématique des longueurs d'onde n'entraîne pas une erreur systématique dans la détermination des gradients, mais une dispersion des points qui ne devient sensible que si $\Delta\lambda > 5/10$ mm sur les enregistrements.

3) *Enregistrement des spectres de faible hauteur.* — Les spectres étant plus élargis dans le rouge que dans l'ultraviolet, on peut enregistrer la partie visible du spectre avec une plus grande hauteur que la partie ultraviolette. On obtient ainsi un grain beaucoup plus faible qui permet une meilleure définition du fond continu visible et de l'aspect des raies.

En ce qui concerne la précision des résultats, nous rencontrons une limitation irréductible due à la variabilité même de l'étoile étudiée.

La méthode spectrophotométrique de CHALONGE devient très précise lorsqu'on étudie des étoiles constantes dont on peut faire de nombreuses observations : en prenant la moyenne de 8 observations différentes (plaques différentes, nuits différentes), la précision atteinte sur les gradients et la discontinuité de BALMER est de l'ordre de 1 ou 2 centièmes.

Pour une étoile rapidement variable et faible, de telles moyennes sont impossibles et l'erreur ne peut être inférieure à plusieurs centièmes pour les meilleurs spectres. Elle peut atteindre quelques dixièmes pour les spectres sous-exposés ou peu élargis.

C. *Observations réalisées.*

J'ai obtenu 39 spectres de SS Cyg, répartis sur 5 explosions, entre les magnitudes 8.5 et 11 (spectre très sous-exposé).

La série la plus intéressante est celle qui décrit assez complètement le maximum d'août 1956, avec 5 spectres pris sur la branche ascendante de la courbe de lumière. Ces spectres ainsi que quelques enregistrements microphotométriques sont reproduits dans le chapitre IV (planche 1 et figures 4.1 et 4.2).

TABLEAU 2.1

Liste des observations de SS Cyg.

Date (1)	JJ	Auteur	Instr.	N°	État de l'étoile (2)	Spectres		Observations Photoélectriques	
						n	Plaques	*n*	Filtres
1953									
3 au 14 nov.	2434685 à 696	Zuckermann	(1)	401	max, fin	13	103 *a*O		
						5	103 *a*D		
4 au 16 nov.	686 à 698	»	(2)	401	max, fin			12	*j*, *b*
24 nov.	706,31	»	»		min			1	*j*, *b*
1955									
13 août	2435333,34	Mianes	(3)	414	max			1	*j*, *b'*, *u'*
13 au 19 août	333 à 339,5	Zuckermann	(1)	»	max, fin	6	103 *a*D antihalo		
1956									
10 au 19 juil.	2435665 à 674	Lenouvel	(4)	422	déb, fin			4	*j*, *b*, *u*
23 juil.	678,44	Mianes	(3)	»	fin				*j*, *b'*
16 au 22 août	2435702,5 à 708,4	Zuckermann	(1)	423	déb, fin	12	103 *a*D backed		
22 août	708,4	Mlle Bloch	(5)	423	fin	2	103 *a*C		
8 oct.	755,40	Lenouvel	(4)	424	fin			1	*j*, *b*, *u*
23 oct. au 6 nov.	770 à 784	Zuckermann	(4)		min			6	*j*, *b*, *u*
7 et 10 nov.	785 et 788	»	»	425	déb.			2	*j*, *b*, *u*
19 et 21 nov.	797 et 799	»	(1)	»	fin	2	103 *a*D backed		
1957									
29 janv.	2435868,28	Berger	(1)	427	max	1	103 *a*D backed		
19 août	2436070,53	Zuckermann	(4)		min			1	*j*, *b*, *u*
21 août au 14 sept.	2436072,5 à 096,5	»	»	431	déb, max fin			12	*j*, *b*, *u*
15 sept. au 4 oct.	097,5 à 116,6	»	»		min			9	*j*, *b*, *u*

Autres observations entre 1953 et 1957

1954									
oct.		Joy (1956)	(6)		min	14			
1955									
juil.		Joy (1956)	(6)		min	7			
16 août au 25 sept.		Grant (1955)	(8)					14	V
nov.		Grant et Abt (1959)	(9)	416	déb, max, fin				U, B, V
1957									
22 sept.	2436104,65 à 104,79	Herbig	(7)		min	5	2 *a*O backed		

(1) La date est indiquée avec la convention : 14 nov. signifie nuit du 14 au 15 novembre.
(2) Déb. : début de l'explosion ; max. : maximum d'éclat ; fin : déclin ; min : minimum d'éclat.
(1) Spectrographe à optique de quartz de Chalonge (v. chap. II, 1) monté en Cassegrain sur le télescope de 80 cm de l'Observatoire de Haute Provence.
(2) Photomètre de Lenouvel, cellule 1, monté en Newton sur le télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute Provence.
(3) Photomètre Mianes-Bigay, monté en Cassegrain sur le télescope de 80 cm de l'Observatoire de Haute Provence.
(4) Photomètre de Lenouvel, cellule 2, monté en Cassegrain sur le télescope de 60 cm de l'Observatoire du Pic du Midi.
(5) Spectrographe C de l'Observatoire de Haute Provence. (Description, voir p. ex. Mme Andrillat, thèse, 1955.)
(6) Spectres dans le visible.
(7) Spectres à faible dispersion dans le visible et l'ultraviolet ; l'instrument est décrit dans : Ap. J. 120, 292, 1954.
(8) Observations photoélectriques en jaune.
(9) Observations photoélectriques en 3 couleurs B, U, V.

Les résultats sont basés sur les valeurs suivantes des gradients et discontinuités de BALMER des deux étoiles de comparaison le plus fréquemment utilisées :

	SPECTRE	φ_b	φ_{rb}	φ_{uv}	D
HD 11241	B_2 V	0.81		0.79	0.143
HD 73	B_2 III	0.89	0.91	0.82	0.114
BD 41°3352	A_2 IV	1.17		1.66	0.546

2) LES MESURES PHOTOÉLECTRIQUES.

A. *Instrument.*

La plupart des mesures photoélectriques ont été réalisées à l'aide du photomètre photoélectrique de F. LENOUVEL (1951) monté en Newton sur le télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence ou en Cassegrain sur celui de 60 cm de l'Observatoire du Pic du Midi. Le photomètre était équipé d'une cellule du type LALLEMAND à photocathode d'antimoine-cesium à 19 multiplicateurs (21 multiplicateurs pour les mesures postérieures à juillet 1956). Dans les mesures d'étoiles très brillantes, j'ai utilisé seulement 13 étages de multiplication. Dans les premières mesures (jusqu'au 11 novembre 1953), l'intensité lumineuse était mesurée par la déviation d'un galvanomètre à constante de temps relativement faible (quelques secondes). Dans toutes les mesures postérieures au 11 novembre 1953, j'ai utilisé un montage plus sensible utilisant un électromètre (constante de temps d'environ 10 secondes).

Quelques mesures ont été effectuées à l'aide du photomètre photoélectrique de MIANES-BIGAY.

Les filtres utilisés sont en général des filtres

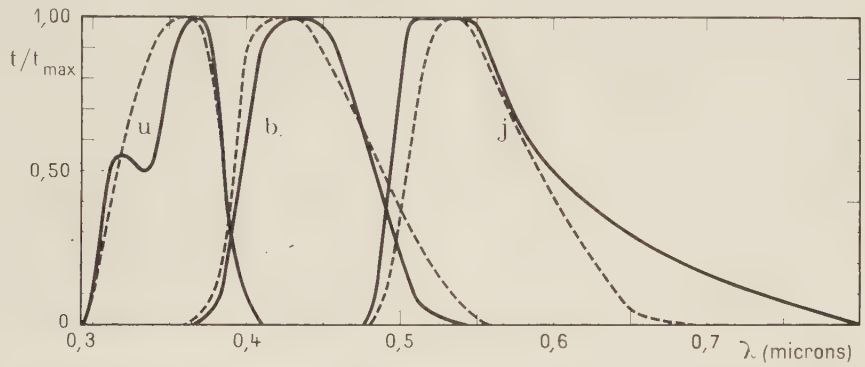

FIG. 2.2. — Courbe de réponse du photomètre équipé des filtres *u*, *b*, *j* et monté sur un télescope aluminié. On a utilisé la courbe de réponse de la cellule à photocathode d'Antimoine-Césium et le facteur de réflexion de l'Aluminium donnés par J. SURUGUE (*Techniques du Laboratoire de Physique*, 1947, volume I, p. 308 et 200). A titre de comparaison, les courbes de réponse des filtres U, B, V de JOHNSON et MORGAN sont représentées en trait brisé.

SCHOTT à bande large, assez proches de ceux utilisés dans le système photoélectrique (U, B, V) de JONHSON et MORGAN. Le tableau 2.2 en donne la liste. Le graphique 2.2 donne les courbes de réponse de l'ensemble télescope (2 réflexions sur l'Aluminium) + cellule + filtre pour les 3 filtres le plus souvent utilisés.

TABLEAU 2.2

FILTRES UTILISÉS.

Désignation	
u ultraviolet	UG_2 (1 mm).
b bleu	BG_{12} (1 mm) + GG_{13} (4 mm).
j jaune	OG_4 (1 mm).
u' ultraviolet	UG_1 (1 mm).
b' bleu	BG_{12} (1 mm) + GG_{13} (2 mm).

J'ai choisi un filtre bleu *b* coupant totalement la discontinuité de BALMER, ce qui le différencie du filtre B de JOHNSON et MORGAN. Cette particularité conduit à quelques difficultés pour le rattachement au système de JOHNSON et MORGAN des étoiles très bleues (v. appendice 1). Mais ce choix a paru heureux pour l'étude d'étoiles à discontinuité de BALMER en émission.

En novembre 1953, j'ai également utilisé 3 filtres interférentiels spécialement fabriqués au laboratoire de M. GIACCOMO (Bellevue) pour l'étude de la région voisine de Hβ. Les résultats ont été décevants et ne seront pas mentionnés ici.

B. *Conduite des observations et méthodes de réduction.*

Quelques nuits ont été consacrées à l'observation d'étoiles standards de JOHNSON et MORGAN, afin de déterminer les coefficients d'absorption atmosphé-

rique et les équations de rattachement des systèmes photoélectriques. Je n'ai pas recherché une très grande précision dans ces rattachements (adoptant généralement les résultats obtenus par le constructeur du photomètre quelques semaines avant ou après mon séjour, sauf en 1957) car je m'intéressais principalement aux *variations* de couleurs et de magnitudes des étoiles étudiées, mesurées chaque nuit par comparaison avec une ou plusieurs étoiles voisines. Les erreurs sur V, B-V, U-B sont de l'ordre de $\pm$ 0.02 magnitude.

L'un des problèmes particuliers qui se sont posés a été la détermination de la correction d'absorption atmosphérique pour des étoiles constamment variables dont la répartition spectrale d'énergie est anormale.

La variabilité de l'étoile ne permet pas de déterminer empiriquement la correction d'absorption atmosphérique par la construction d'une droite de Bouguer. J'ai supposé que l'on pouvait appliquer la même correction qu'à une étoile de même indice de couleur B-V. Ceci peut sembler arbitraire pour les observations dans l'ultraviolet. Cependant il n'est apparu aucune relation statistique entre l'intensité lumineuse ainsi corrigée et la distance zénithale, qui puisse permettre d'améliorer cette hypothèse.

C. *Observations réalisées.*

L'essentiel des mesures photoélectriques a été fait au cours de trois séjours : en novembre 1953, j'ai observé une explosion de SS Cyg et plusieurs étoiles du type U Gem. En novembre 1956 et en été 1957, mon but principal était d'observer SS Cyg au voisinage du minimum d'éclat ; j'ai de plus assisté au début d'une explosion et à une explosion complète.

Les coefficients d'absorption atmosphérique moyens et les équations de rattachement au système de Johnson et Morgan sont donnés dans le tableau 1 de l'appendice 1, pour ces trois séries d'observations.

Les étoiles du champ de SS Cyg ont fait l'objet de nombreuses mesures. J'ai adopté les valeurs de leurs magnitudes et couleurs données dans le tableau 2.3. Ces valeurs améliorent celles données par Lenouvel (1956) et sont en bon accord avec les récentes mesures de G. Grant et H. A. Abt (1959). La désignation des étoiles de comparaison est celle de la carte de Brun, reproduite par Lenouvel (1956, p. 10).

Le tableau donne en outre les mesures de l'étoile HD 73 (B_2 III) qui a servi d'étoile de comparaison dans la plupart des observations spectrophotométriques.

TABLEAU 2.3

Magnitudes et couleurs des étoiles de comparaison de SS Cyg.

	M. C. Zuckermann			G. Grant et H. A. Abt			F. Lenouvel	
Étoile	V	B-V	U-B	V	B-V	U-B	V	B-V
c	8.37	+ 1.33					8.51	+ 1.33
f	9.47	+ 1.01	+ 0.64				9.62	+ 1.00
g	9.70	+ 0.40	+ 0.27	9.80	+ 0.38	+ 0.27	9.86	+ 0.36
k	10.73	+ 0.23	— 0.35				10.86	+ 0.18
l	10.80	+ 0.55	+ 0.07	10.88	+ 0.52	+ 0.08	10.92	+ 0.51
HD 73	8.44	— 0.16	— 0.89					

On notera que l'étoile de comparaison *l* est particulièrement indiquée pour les mesures de SS Cyg au minimum d'éclat, car elle a une couleur B-V très voisine de celle de SS Cyg, ce qui facilite les comparaisons de magnitudes et d'indices de couleur ; de plus sa magnitude en ultraviolet est assez voisine de celle de SS Cyg et elle est, en perspective, l'une des plus proches étoiles du champ.

Dans la suite, les magnitudes et indices de couleur seront exprimés dans le système de Johnson et Morgan. Il nous sera utile, d'autre part, d'exprimer certains résultats à l'aide d'unités *d'intensité* lumineuse en ultraviolet, bleu et jaune. Pour cela, il nous faut choisir un système de filtres bien déterminé : j'ai choisi celui de 1957 et adopté les unités suivantes, désignées par « unités de 1957 » :

En ultraviolet : $I_\alpha = 100$ pour l'étoile de comparaison *l* (en dehors de l'atmosphère) c'est-à-dire pour U = 12,42 et B-V $\simeq$ 0,55.

En bleu : $I_\beta = 100$ pour une étoile de magnitude supérieure de 1,00 à celle de l'étoile *l*, c'est-à-dire pour B = 12,35 et B-V $\simeq$ 0,55.

En jaune : $I_\gamma = 100$ pour une étoile de magnitude supérieure de 1,00 à celle de l'étoile *l*, c'est-à-dire pour V = 11,80 et B-V $\simeq$ 0,55.

La correspondance entre les unités définies ici I_α, I_β, I_γ et les magnitudes de JOHNSON et MORGAN varie légèrement en fonction de l'indice de couleur B-V. On trouvera les équations de correspondance dans l'appendice 1. Par exemple, pour une étoile d'indice de couleur B-V $\simeq$ 0 :

$I_\alpha = 100$ correspond à U = 12,444 (au lieu de 12,42 lorsque B-V $\simeq$ 0,55).
$I_\beta = 100$ correspond à B = 12,374 au lieu de 12,35.
$I_\gamma = 100$ correspond à V = 11,83 au lieu de 11,80.

Les unités I_α, I_β, I_γ peuvent être exprimées en fonction du rayonnement émis par le système SS Cyg au minimum d'éclat. Lorsque ce système a la magnitude V = 11,86 et les indices de couleur B-V = + 0,70, U-B = — 0,54, les intensités du rayonnement émis à travers les filtres *u*, *b*, *j* sont :

$I_u^o = 57$ unités de 1957, en ultraviolet ;
$I_b^o = 82$ » en bleu ;
$I_j^o = 94$ » en jaune.

Enfin, si l'on adopte pour la composante bleue de SS Cyg les caractéristiques du modèle proposé à la fin du chapitre V (température : 20 000° ; contribution au rayonnement en jaune : 0,288), cette étoile a en ultraviolet, bleu et jaune les intensités 52, 56 et 27,6 unités de 1957 respectivement.

3) Conclusion

Les méthodes d'observation que j'ai employées ne m'ont pas donné toute satisfaction. C'est pourquoi je n'ai pas cherché à continuer les observations dans les mêmes conditions.

Au point de vue de la quantité d'informations à recueillir, il est évident que pour ce genre d'études un séjour de plusieurs mois dans un Observatoire avec la disposition d'au moins deux instruments (mesures photoélectriques et spectrographiques du fond continu) est beaucoup plus efficace que plusieurs séjours courts qui peuvent être rendus inutiles par l'absence d'explosion ou la persistance du mauvais temps.

D'autre part, dans l'observation de variations spectrales aussi exceptionnelles que celles qui accompagnent le début d'une explosion, ou dans l'observation d'un phénomène aussi erratique que celui des fluctuations lumineuses rapides, il est très préjudiciable de ne disposer que de 10 heures d'observation (au plus) par 24 heures, à cause du lever du jour.

Enfin, les méthodes de dépouillement que j'ai employées sont très lentes. Si des séries plus complètes d'observation devaient être faites, il est évident que leur simplification et leur codification en vue de l'utilisation d'ordinateurs électroniques s'imposeraient (c'est relativement facile pour les observations photoélectriques).

Il serait souhaitable de reprendre l'étude de ces étoiles, mais elle devrait être faite en coopération par des observateurs placés en diverses longitudes, disposant d'instruments différents. Le programme pourrait s'étendre à plusieurs étoiles bien choisies (il pourrait inclure l'observation de naines rouges ou d'étoiles de type T Tau). La coopération de l'A. A. V. S. O. pourrait être precieuse.

CHAPITRE III

ÉTUDE DES FLUCTUATIONS LUMINEUSES RAPIDES DE SS Cyg ENTRE LES EXPLOSIONS

1) Généralités.

On sait depuis longtemps que les étoiles variables de type U Gem (ou Z Cam) ne présentent pas un éclat constant entre les explosions. POGSON, dès 1856, a mentionné une augmentation de 4 magnitudes en quelques secondes sur U Gem. D'autres auteurs (VAN DER BILT, 1904) ont fait de nombreuses observations de fluctuations lumineuses de U Gem, tant au minimum que pendant les explosions. ROSINO (1946) et BRUN soupçonnaient pour plusieurs étoiles des fluctuations moins importantes. Les études photoélectriques de GRANT (1955), M. F. WALKER (1957), PINTO et ROSINO (1959) ont confirmé l'existence de ce phénomène pour SS Cyg et RU Peg.

Notons que le procédé d'observation photoélectrique est de beaucoup le plus sensible pour l'observation de ce phénomène. L'observation visuelle ne décèle pas les faibles fluctuations. L'observation photographique, en raison de la durée des poses, ne permet de déceler ce type de variations que si l'amplitude des fluctuations est assez grande : en effet, les maxima sont de courte durée (moins d'une minute) et l'amplitude de variations est considérablement réduite si le procédé d'observation donne une moyenne de l'intensité lumineuse pendant un certain temps, et non l'intensité instantanée.

Par exemple, pour les observations de SS Cyg décrites dans ce chapitre et qui ont été faites photoélectriquement avec une constante de temps de l'ordre de 10 secondes, voici les réductions d'amplitude qui accompagnerait divers temps de pose :

Temps de pose	Amplitude réduite a
10 minutes	58 à 81 %
20 »	46 à 70 %
80 »	14 à 49 %
160 »	8,5 à 36 %

Le tableau 3.1 donne la liste de toutes les étoiles de type U Gem (ou Z Cam) pour lesquelles des fluctuations lumineuses ont été recherchées. On y trouve : le nom de l'étoile (colonne 1), la date de l'observation (2), l'auteur et l'instrument (8 et 9), la magnitude visuelle de l'étoile dans le système de Johnson et Morgan au moment de l'observation (3), la plus grande amplitude observée, en magnitude (4), dans le domaine de longueur d'onde indiqué par la colonne (5), la durée moyenne d'une oscillation complète de la magnitude ,en minutes (6), la durée totale d'observation, en minutes (7).

TABLEAU 3.1

Fluctuations lumineuses des étoiles de type U Gem et Z Cam

(1) Étoile	(2) Date	(3) V	(4) Δm	(5) λ	(6) P	(7) d	(8) Auteur	(9) Instrument
RX And	11 nov. 1953	11.91	0.19	V	17 et 22	120	Zuckermann	Phe
			0.27	B				
	12 nov. 1953	11.78	0.19	B	< 20		»	»
	31 juil. 1954		0.15	U	2.1	41	Walker	»
SS Aur	11 nov. 1953	11.0	0	B		60	Zuckermann	»
			0	V				
			1 à 3?		courte durée		Petit (1)	vis
Z Cam	nov. 1953	$\simeq$ 11.45	0.09?	B	20?		Zuckermann	Phe
			(2)	vis			Holborn	vis
SS Cyg	11 nov. 1953	8.97	0	B		10	Zuckermann	Phe
	9 juil. 1954	11.90	0.22	U	3.3	22	Walker	»
	31 juil. 1954		0.12	U	2.7	19	»	»
	sept. 1955		0.4	V			G. Grant	»
	nov. 1956	11.5 à 10.8	0.44	V	16		Zuckermann	»
			0.54	B				
			0.75	U				
	sept. 1957	11.86 à 8.5	0.73	U			Zuckermann	»
	été 1959		0.66	B	15 à 40		Pinto (1959)	»
			0.46	V				
U Gem	mars 1856		(3)	vis			Pogson	vis
							Van der Bilt	»
X Leo			0.5	vis			Petit (1960)	»
RU Peg			zéro	vis			Holborn (1956)	»
	30 juil. 1954		0.06	U	6.4	19	Walker (4)	Phe
UV Per				vis			Petit (1)	vis
SU UMa			> 0	vis			Holborn (1956)	»
			< 0.5	vis			Petit (1960)	»

(1) M. Petit soupçonne l'existence de « véritables maxima secondaires ».
(2) $m_{\min}$ variable.
(3) m variable.
(4) RU Peg est une étoile double comprenant une étoile chaude et une composante de type G plus brillante dans le visible, en dehors des explosions. Si l'on tient compte de la présence de ce compagnon, la variation de magnitude en ultra-violet de la composante bleue seule devient 0.12 au lieu de 0.06 observée.

Toutes les étoiles observées ont présenté des fluctuations rapides. Le tableau 3.1 ne contient qu'une partie (7 sur 19) des étoiles de type U Gem (ou Z Cam) plus brillantes que $m_v = 15$ au minimum d'éclat. Il serait intéressant d'observer les autres, et tout particulièrement celles dont le spectre au minimum d'éclat est dépourvu de raies d'émission, pour savoir si le phénomène de fluctuations rapides est général et caractéristique de cette classe d'étoiles, comme le suggère le tableau, et s'il est associé ou non à l'existence d'une enveloppe.

Je me suis attachée particulièrement à l'étude des fluctuations rapides de SS Cyg. J'avais deux buts :

— d'une part, obtenir de nouvelles données sur cette étoile particulière, permettant d'en préciser un modèle. A cet égard, les résultats sont assez négatifs : pas d'éclipses, pas de relation entre fluctuations rapides et phase du mouvement orbital.

— d'autre part, comprendre un peu mieux le phénomène de fluctuations rapides lui-même, qui semble commun à de nombreuses étoiles du même type et rappelle les phénomènes observés sur d'autres types de variables (Novæ, étoiles éruptives).

Nous avons vu que la méthode photoélectrique semble la mieux adaptée à l'étude de ce genre de phénomènes. J'ai essayé de la compléter par une collaboration avec G. H. Herbig qui a consacré une nuit à prendre des spectres de SS Cyg avec un spectrographe à optique de quartz (1).

En réalisant simultanément les observations spectrographiques et photoélectriques, j'espérais obtenir une image précise de la distribution spectrale du rayonnement de l'étoile au moment des plus importantes variations d'éclat, en particulier j'espérais savoir si les raies d'émision étaient renforcées à ce moment, ou non.

Malheureusement, nous avons été gênés par la différence de longitude entre l'Observatoire de Lick et l'Observatoire du Pic du Midi, qui ne nous donnait qu'une heure et demie d'observations simultanées possibles et surtout par une aurore boréale merveilleusement intense qui m'a contrainte à interrompre les observations photoélectriques 3 minutes après le début des observations de G. H. Herbig. En outre, SS Cyg s'est montrée particulièrement faible et calme cette nuit-là (2). Les spectres donnent donc une bonne idée de l'état *minimum* de l'étoile (au sens où nous essaierons de

(1) Ce spectrographe est décrit par G. H. Herbig, *Ap., J.*, 1954, **120**. 292. Il permet d'obtenir en 2 minutes pour des étoiles peu brillantes des spectres s'étendant dans l'ultraviolet. Ils ne sont pas élargis mais un dispositif de décalage permet de les prendre sans interruption et de les juxtaposer.

(2) Nuit du 22 au 23 septembre 1957. V a varié entre 11.78 et 11.86.

TABLEAU 3.2

Observations photoélectriques continues de SS Cyg.

Observations faites pendant une explosion		Observations faites au voisinage du minimum d'éclat		
Date (1)	Nombre d'heures d'observation	Date (1)	Nombre d'heures d'observation	Désignation
—	—	—	—	—
Été 1957		Novembre 1956		
24 août	7	4 nov.	1,8	
25 »	2	5 »	4,3	A
26 »	1,3	6 »	4	B
27 »	6,8	7 »	4,6	C
28 »	1,8 + 1,3		15 heures	
30 »	5,8	Été 1957		
31 »	1	22 sept.	2,5	D
4 sept.	1	23 »	2,5 + 3,5	E et F
14 sept.	1	27 »	8	G
15 sept.	1	28 »	9	H
Au total :	30 heures	29 »	3 + 1 + 2, 3 + 1,3	I
		1 oct.	1,5 + 0,6 + 3	J
			38 heures	

(1) Cette date est donnée avec la convention suivante : 4 novembre signifie nuit du 4 novembre au 5 novembre.

le définir au chapitre V, 1) mais aucune idée de ce qui se passe au moment des fluctuations rapides.

L'instrument et les filtres utilisés sont décrits dans II, 2. Je me suis principalement attachée à suivre SS Cyg avec aussi peu d'interruptions que possible en lumière ultraviolette, pour laquelle les fluctuations ont la plus grande amplitude. Mais des interruptions ont été nécessaires pour enregistrer les intensités de SS Cyg en bleu et jaune 2 ou 3 fois par heure (pour avoir une idée de la répartition spectrale du rayonnement), le ciel et l'étoile de comparaison toutes les 5, 10 ou 15 minutes suivant la qualité de la nuit.

Les observations de novembre 1956 sont faites tout au long d'un maximum puis au minimum. Les fluctuations d'intensité *absolue* observées au moment du maximum sont du même ordre de grandeur que celles observées au minimum, elles sont donc difficiles à détecter. Les observations au voisinage du minimum sont beaucoup plus précises et nous ne parlerons que d'elles.

Le tableau 3.2 précise les dates et les durées d'observation.

Nous chercherons d'abord s'il existe une relation entre la phase du mouvement orbital et l'intensité lumineuse, ou l'amplitude des fluctuations lumineuses (paragraphe 2). Puis nous étudierons en détail la courbe de lumière en ultraviolet (3). Nous décrirons les résultats des observations en 3 couleurs (4). Enfin, nous comparerons les résultats aux observations de quelques autres étoiles présentant des fluctuations rapides.

L'existence ou l'absence de relation entre les fluctuations lumineuses et les explosions sera examinée à la fin du chapitre IV.

2) Relation avec le mouvement orbital

Par une étude des vitesses radiales échelonnée sur 14 ans, A. H. Joy (1956) a montré que SS Cyg est une étoile double serrée de très courte période 0,276244 jour (6 h 38 mn). J'ai adopté cette période et choisi une phase arbitraire P_z liée à celle de Joy, P_j, par la relation :

$$P_z = P_j + 0.608,$$

avec $P_z = 0.000$ le 16 août 1956 à 2 h 22 TU c'est-à-dire en JJ 2435701,599. Les moments des conjonctions correspondent alors aux phases 0.209 ou 1 h 23 mn (composante chaude derrrière l'étoile de type spectral G) et 0.727 ou 4 h 49 ; les moments des élongations correspondent aux phases 0.477 ou 3 h 10 (composante chaude approchant) et 0.952 ou 6 h 19 (composante chaude s'éloignant).

Avant de connaître l'ampleur des variations lumineuses irrégulières, on pouvait espérer que l'étude de l'intensité lumineuse pendant une période permettrait d'établir l'existence ou l'absence d'éclipses, même partielles. En adoptant le modèle de Joy (sous-naine $B_2 + G_5$ V) une éclipse totale donnerait les profondeurs :

$\Delta V = 0.75$ $\quad$ $\Delta V = 0.75$
$\Delta B = 1.31$ et $\Delta B = 0.39$ respectivement pour
$\Delta U = 2.15$ $\quad$ $\Delta U = 0.16$

les éclipses de la composante chaude et de la composante froide.

Mais ce modèle ne tient pas compte des nébulosités dont la présence est certaine. Or de telles nébulosités pourraient changer totalement les profondeurs de l'éclipse : par exemple pour l'étoile double DQ Her, de composantes assez analogues, on observe seulement l'éclipse de la composante chaude avec $\Delta V = 1.4$ et $\Delta U = 0.8$, alors que l'éclipse partielle de la sous-naine chaude avec la profondeur 1.4 m en jaune devrait avoir une profondeur en ultraviolet de $\Delta U = 1.54$.

Les conditions de visibilité d'une éclipse sont différentes au moment des explosions. Les fluctuations rapides sont alors beaucoup moins gênantes. S'il y a expansion d'une zone brillante autour de l'étoile B, la probabilité d'une éclipse partielle est augmentée. Il est donc intéressant de rechercher également les éclipses au moment du maximum.

G. Grant (1955) a observé en lumière jaune plusieurs périodes de SS Cyg au minimum d'éclat et l'explosion de septembre 1955 sans trouver d'éclipses. Mes observations en ultraviolet pendant l'explosion d'août 1957 sont tout aussi négatives. Pendant le minimum suivant, sur un nombre de périodes variable avec la phase (entre 3 et 8), on trouve que l'intensité moyenne varie au plus de 10 % en fonction de la phase, ce qui correspond à peu près à la dispersion des observations. On peut conclure *qu'il n'y a pas de variations de plus de* 0,10 *magnitude de l'intensité moyenne en fonction de la phase du mouvement orbital*, en lumière ultraviolette.

De plus, l'amplitude des fluctuations lumineuses, mesurée par exemple par « l'activité » que nous allons définir (paragraphe 3, C), est également indépendante de la phase du mouvement orbital.

3) Observations photoélectriques en lumière ultraviolette

A. *Aspect général de la courbe de lumière.*

La courbe de lumière a un aspect variable d'une nuit à l'autre (fig. 3.4). Le caractère le plus frap-

pant est l'absence de périodes de repos et de niveau d'éclat minimum fixe. Il n'y a pas non plus d'éclat maximum fixe ; en général, les variations d'éclat sont d'autant plus importantes que l'éclat moyen est plus élevé. Il y a une certaine symétrie entre les pointes d'intensité maxima et les pointes d'intensité minima.

La distribution des valeurs de l'intensité lumineuse I_α en ultraviolet pour chaque nuit d'observation présente une queue vers les grandes intensités et une queue plus courte vers les faibles intensités (fig. 3.1). Elle est différente d'une nuit à l'autre. Les valeurs de l'intensité moyenne, de l'écart-type et du rapport de l'écart moyen à l'écart-type sont données dans les colonnes 10, 11, 12 du tableau 1 de l'Appendice 2.

Il est intéressant de comparer la distribution de I_α à celle de la magnitude visuelle de SS Cyg en

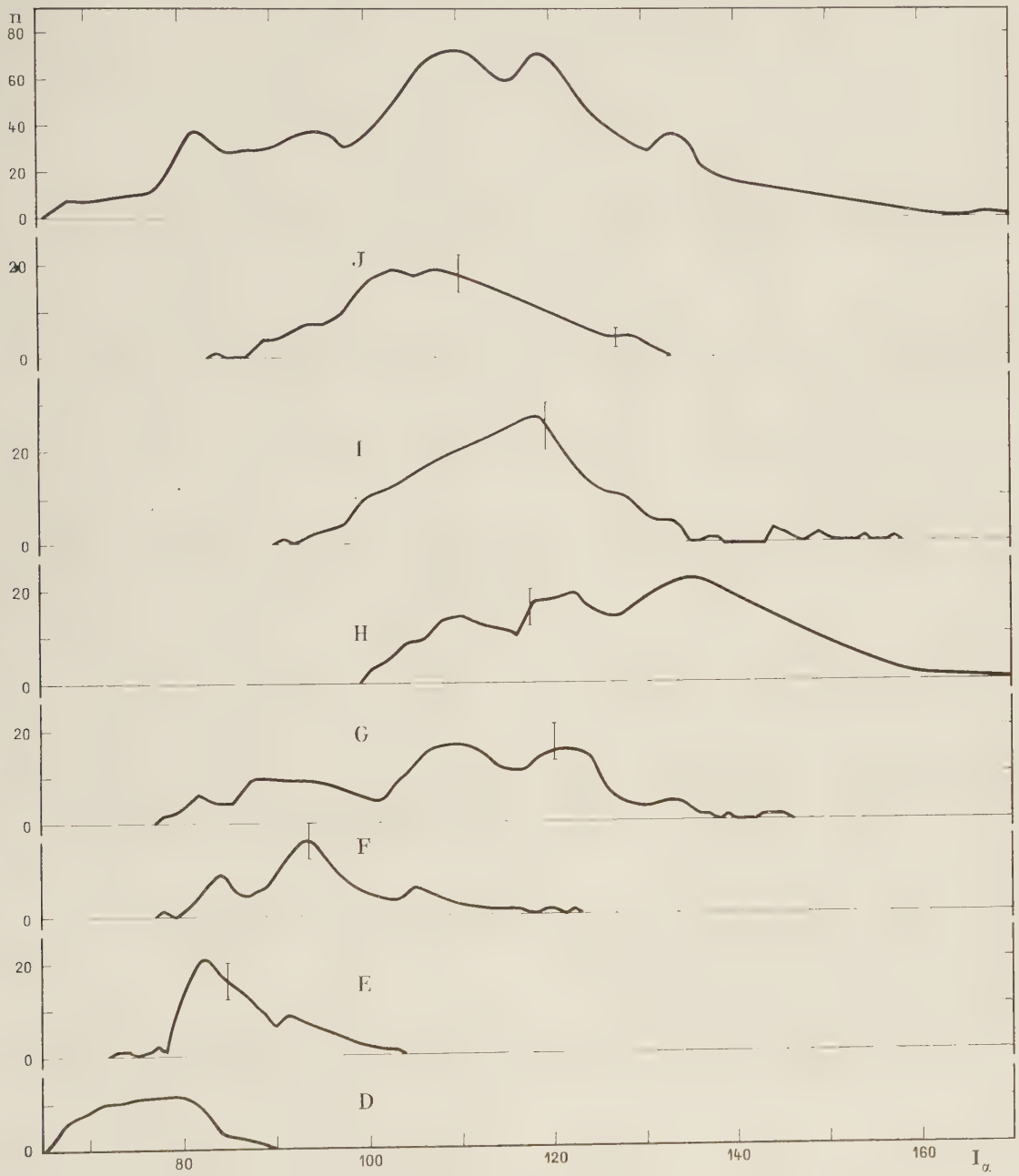

Fig. 3.1. — Fonction de distribution de l'intensité lumineuse de SS Cyg en ultraviolet, pour diverses nuits de l'été 1957. De bas en haut : observations des séries D (22 sept. 1957), E, F (23 sept.), G (27 sept.), H (28 sept.), I (29 sept.), J (1er Octobre) et ensemble de toutes ces observations.
L'histogramme est fait pour des classes de largeur $\Delta I_\alpha = 4$. La courbe tracée est une courbe lissée.

dehors des explosions entre 1906 et 1956, en utilisant les moyennes journalières publiées par l'A. A. V. S. O. (bibliographie, voir Appendice 3). Pour cela, nous utiliserons la corrélation qui existe entre les

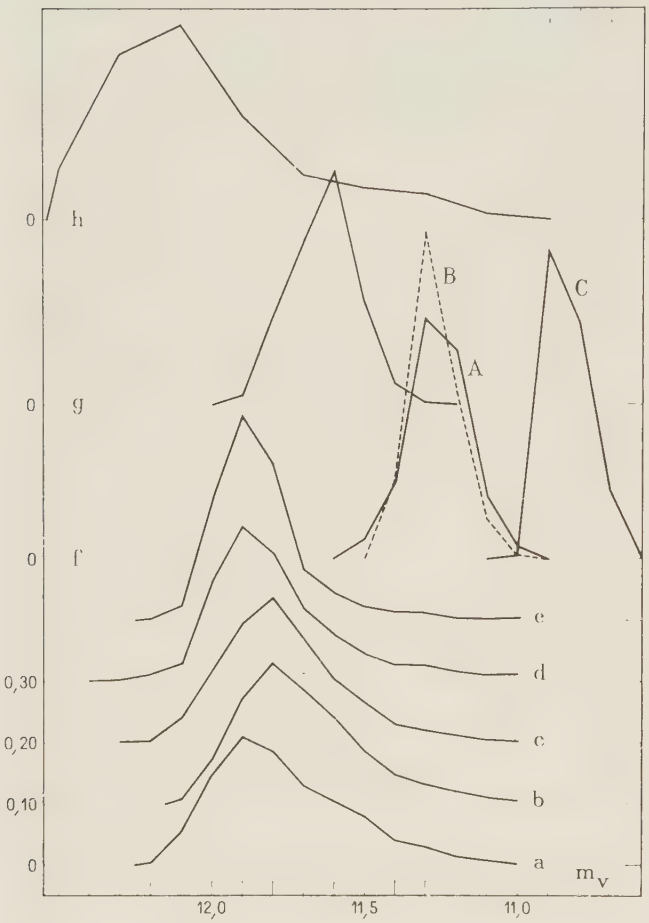

FIG. 3.2. — Distribution des magnitudes visuelles de SS Cyg. (*a*) à (*e*). Moyennes journalières des magnitudes visuelles données par l'A. A. V. S. O.

(*a*) pour les jours juliens 2417300 à 420799 ;
(*b*) » 2420800 à 424299 ;
(*c*) » 2424300 à 427799 ;
(*d*) » 2427800 à 431299 ;
(*e*) » 2431300 à 434799 ;

(*f*) et (*g*). Magnitudes visuelles m_v, d'après les courbes d'intensité en ultraviolet. Les valeurs de l'intensité sont les moyennes sur une demi-minute ; elles sont rattachées à la magnitude visuelle comme il est expliqué dans le texte.

(*f*) Observations des séries A, B, C de novembre 1956.

(*g*) Ensemble des observations de l'été 1957. A titre de comparaison, la courbe (*h*) montre la distribution des magnitudes de AE Aqr en bleu (d'après les observations de J. DAGUILLON et F. LENOUVEL, 1954).

intensités en ultraviolet et en jaune (voir paragraphe 4 et fig. 3.10) pour convertir les intensités ultraviolettes I_α en magnitudes V de JOHNSON et MORGAN. L'échelle des magnitudes visuelles de l'A. A. V. S. O. et l'échelle des magnitudes photoélectriques V ne coïncident pas ; d'après les mesures de SS Cyg, on a constaté la correspondance :

$$V = m_v \quad \text{pour} \quad m_v = 10{,}0,$$
$$V = m_v - 0{,}15 \quad \text{pour} \quad m_v = 12{,}0,$$
$$V = m_v + 0{,}10 \quad \text{pour} \quad m_v = 8{,}4.$$

Nous passons ainsi d'une valeur de I_α à une valeur de m_v.

La figure 3.2 représente la distribution des moyennes journalières de la magnitude visuelle au minimum, établie pour des intervalles de 10 ans, et les distributions de la magnitude en jaune, obtenues comme il vient d'être dit, pour plusieurs nuits de septembre 1957. Ces distributions ne sont pas directement comparables car les intensités étudiées sont des moyennes établies sur des intervalles de temps différents (1/2 minute pour les I_α, environ 10 minutes ou davantage pour les magnitudes de l'A. A. V. S. O.) ; d'autre part, la relation entre I_α et m_v n'est qu'approchée et elle a été extrapolée du côté des faibles intensités. Cependant, la différence considérable d'étalement de ces distributions et le décalage des maxima des distributions de septembre 1957 par rapport aux maxima des distributions sur des tranches de 10 ans sont significatifs. Ils montrent *qu'il existe, outre les fluctuations très rapides, une forme* lente *de variations, que nous désignerons ici par « dérivante »*. La distribution des moyennes journalières est probablement représentative de cette dérivante, tandis que la distribution des valeurs de I_α pendant une nuit est liée à la fois aux 2 composantes du rayonnement variable.

A titre de comparaison, la figure 3.2 donne également la distribution des magnitudes de AE Aqr en bleu, pendant 45 heures, d'après les observations de F. LENOUVEL (1954). Elle diffère des distributions relatives à SS Cyg par l'existence d'un niveau minimum assez nettement défini.

Nous avons vu que l'aspect général de la courbe de lumière écarte toute ressemblance avec des éruptions *isolées* analogues à celles du soleil ou des naines rouges. Mais il est naturel d'imaginer que nous assistons à une suite ininterrompue d'éruptions, de telle sorte qu'à chaque instant sont superposées les variations lumineuses dues à plusieurs éruptions à des stades différents d'évolution. La « dérivante » (ou une composante de la « dérivante ») pourrait alors résulter simplement de la superpositions de débuts ou de fins d'éruptions.

Cette question sera reprise au paragraphe 5 de ce chapitre.

La figure 3.3 reproduit les *variations les plus rapides* de SS Cyg, qui pourraient être une image

des maxima des éruptions « élémentaires » (1) de SS Cyg. Nous voyons que les maxima sont de durée très courte (toujours inférieure à 5 minutes et généralement inférieure à 1/2 minute). D'autre part, la vitesse de croissance est du même ordre que la vitesse de déclin, contrairement à ce que l'on observe pour les éruptions des naines rouges et du soleil, pour lesquelles le déclin est toujours plus lent que la croissance. Les variations sont de l'ordre de 20 à 30 unités de 1957 par minute, atteignant 80 pour les petits sursauts ; en magnitude, les variations sont de 0,10 à 0,20 magnitude (ultraviolette) par minute, atteignant 0,40 magnitude par minute.

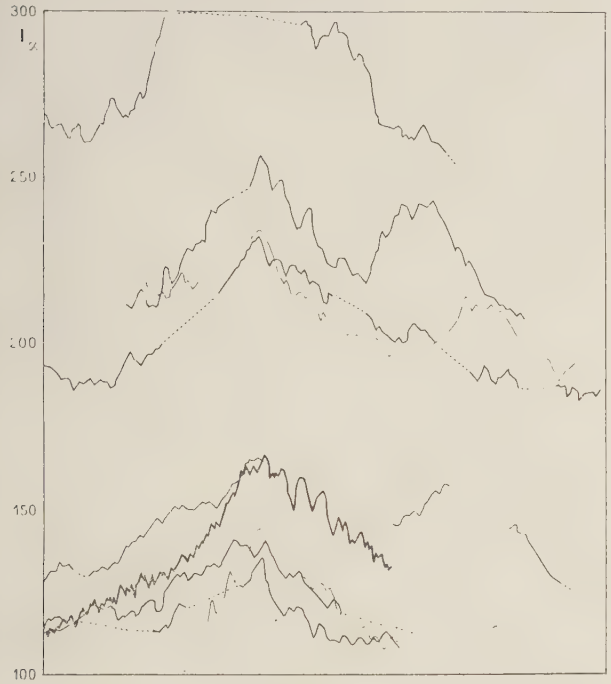

FIG. 3.3. — Variations lumineuses les plus rapides de SS Cyg en ultraviolet observées en novembre 1956 (en haut, début d'une explosion) et en 1957 (en bas). Le temps croît de droite à gauche ; sur l'axe des abscisses, chaque intervalle représente une minute.

A titre de comparaison, on a dessiné en trait épais la courbe de lumière d'une éruption de AE Aqr.

(1) Nous dirons « sursauts ».

Dans la suite de ce chapitre, nous essaierons deux méthodes d'analyse de l'activité de SS Cyg. La première sera l'examen des autocorrélogrammes de l'intensité lumineuse ; elle nous donnera une idée de la durée des sursauts et de leur période de récurrence s'il y en a une. La deuxième méthode sera une analyse détaillée des variations lumineuses plus rapides que $\Delta I_\alpha = 2$ (unités de 1957) en une minute ; elle nous conduira à une définition quantitative de l'activité (définition assez arbitraire) et nous amènera, ici encore, à introduire une deuxième

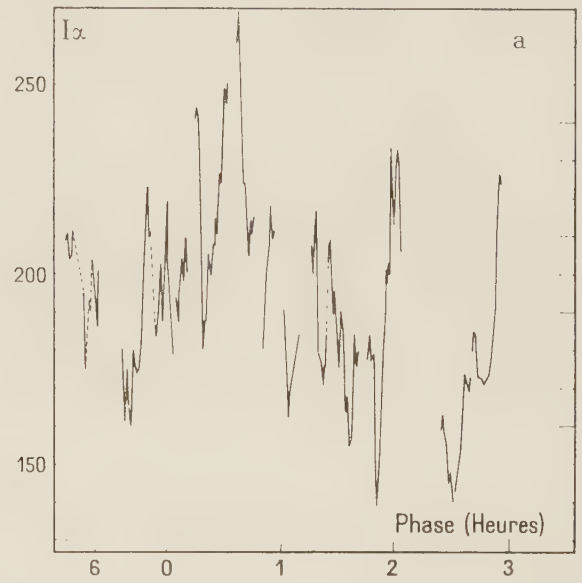

FIG. 3.4. — Fragments de la courbe de lumière de SS Cyg en ultraviolet : *a*, nuit du 5 au 6 novembre 1956 (série A).

Le temps est noté en phase du mouvement orbital et exprimé en heures.

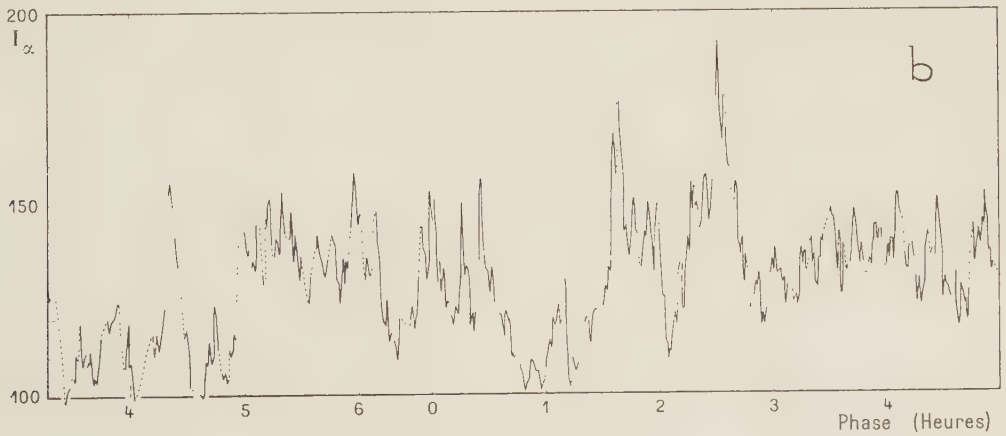

FIG. 3.4. — Fragments de la courbe de lumière de SS Cyg en ultraviolet : *b*, nuit du 28 au 29 septembre 1957 (série H).

composante de variation, composante lentement variable que nous avons déjà appelée « dérivante ».

Par ces deux méthodes, nous arriverons à la conclusion que le phénomène n'est pas stationnaire.

B. *Etude statistique de la fréquence et de la durée des sursauts par la méthode des autocorrélogrammes.*

L'aspect complexe du phénomène des fluctuations rapides suggère l'emploi des méthodes d'analyse des processus stochastiques. Nous considérons l'intensité lumineuse $I_\alpha(t)$ comme une série chronologique et nous formons les coefficients d'autocorrélation sous la forme :

$$(3.1)\quad r(\tau) = \frac{\sum_M (I_\alpha(t) - i_0)(I_\alpha(t+\tau) - i_\tau)}{\sqrt{\sum_M (I_\alpha(t) - i_0)^2 \sum_M (I_\alpha(t+\tau) - i_\tau)^2}},$$

où $$i_\tau = \frac{1}{M} \sum_M I_\alpha(t+\tau),$$

et M est le nombre de couples observé. M est une fonction de τ. Dans une série contenant N données et ne présentant aucune lacune, $M(\tau) = N - \tau$. En raison des nombreuses interruptions des observations, nous aurons toujours $M(\tau) < N - \tau$.

De l'autocorrélogramme ainsi obtenu, nous déduisons la fonction de densité spectrale

$$(3.2)\quad S(\nu) = \int_0^\infty r(\tau) \cos 2\pi\nu\tau \, d\tau.$$

Suivant les cas, il pourra être plus intéressant d'examiner l'autocorrélogramme ou la fonction de densité spectrale.

En toute rigueur, la méthode n'est applicable que si les valeurs de la série chronologique étudiée ont une distribution normale. D'après le graphique 3.1, la distribution de I_α pour chaque nuit n'est certainement pas normale. Cependant l'écart n'est pas considérable : le rapport de l'écart moyen à l'écart type $\frac{e}{\sigma}$ (colonne 12 du tableau 1 de l'Appendice 2) est généralement très proche de la valeur 0,80 donnée par une distribution normale ; 64 à 73 % des valeurs de I_α sont comprises dans l'intervalle $\bar{I}_\alpha - \sigma$, $\bar{I}_\alpha + \sigma$, au lieu de 67 % dans le cas normal.

a) Préparation et traitement des échantillons. — Les données sont les intensités de SS Cyg en ultraviolet, mesurées toutes les demi-minutes et exprimées en unités arbitraires (nombre de 3 chiffres). Les courbes de lumière sont supposées obtenues avec une constante de temps de 30 secondes. La valeur de l'intensité en ultraviolet a été extrapolée lorsque les observations de SS Cyg étaient poursuivies en une autre couleur ; par contre, elle n'a jamais été extrapolée sur plus d'une demi-minute lorsqu'il y avait une interruption totale des observations de SS Cyg.

Les calculs des autocorrélogrammes ont été faits au Centre Blaise Pascal sur machine Elliot 402, par M. Porte, pour chacune des nuits comportant plus de deux heures d'observation à peu près continue. Pour chaque nuit, la feuille de résultats imprimée par la machine donne le nombre de couples de points utilisés $M(\tau)$ et la valeur de $r(\tau)$ en fonction de τ.

Les fonctions de densité spectrale ont été obtenues ensuite en calculant la transformée de Fourier de l'autocorrélogramme schématisé par 25 points, pour un certain nombre de fréquences. Ce calcul a été fait à l'Institut d'Astrophysique par M. Henon sur la machine analogique qu'il a construite.

La signification au sens de la statistique des autocorrélogrammes et des spectres obtenus (erreurs d'échantillonnage, erreurs dues aux lacunes dans les observations, etc....) est discutée en détail dans l'Appendice 2. Les résultats principaux de cette discussion sont indiqués dans le tableau 1 de l'Appendice 2, ainsi que les données pour l'étude statistique.

b) Résultats. — Les figures 3.5 (a et b) et 3.6 représentent respectivement les autocorrélogrammes et les fonctions de densité spectrale pour les observations de novembre 1956 et de l'été 1957. Chaque lettre majuscule désigne une série d'observations faites au cours d'une même nuit, dont la date est indiquée dans le tableau 3.2.

Les 3 séries observées en novembre 1956 présentent une grande parenté. En les groupant (Appendice 2,2) j'ai obtenu l'autocorrélogramme et la fonction de densité spectrale désignés par (A B C) (fig. 3.5 *c* et 3.6) qui diffèrent très peu de la moyenne arithmétique :

$$r(\tau) = \frac{1}{3}[r_A(\tau) + r_B(\tau) + r_C(\tau)].$$

$$S(\nu) = \frac{1}{3}[S_A(\nu) + S_B(\nu) + S_C(\nu)].$$

Le groupement des observations de l'été 1957 (GHIJ) est plus discutable : en particulier, la série I diffère peut-être significativement des séries G, H, J. Les séries D, E, F, trop courtes, ont été exclues.

Il y a une différence frappante entre les obser-

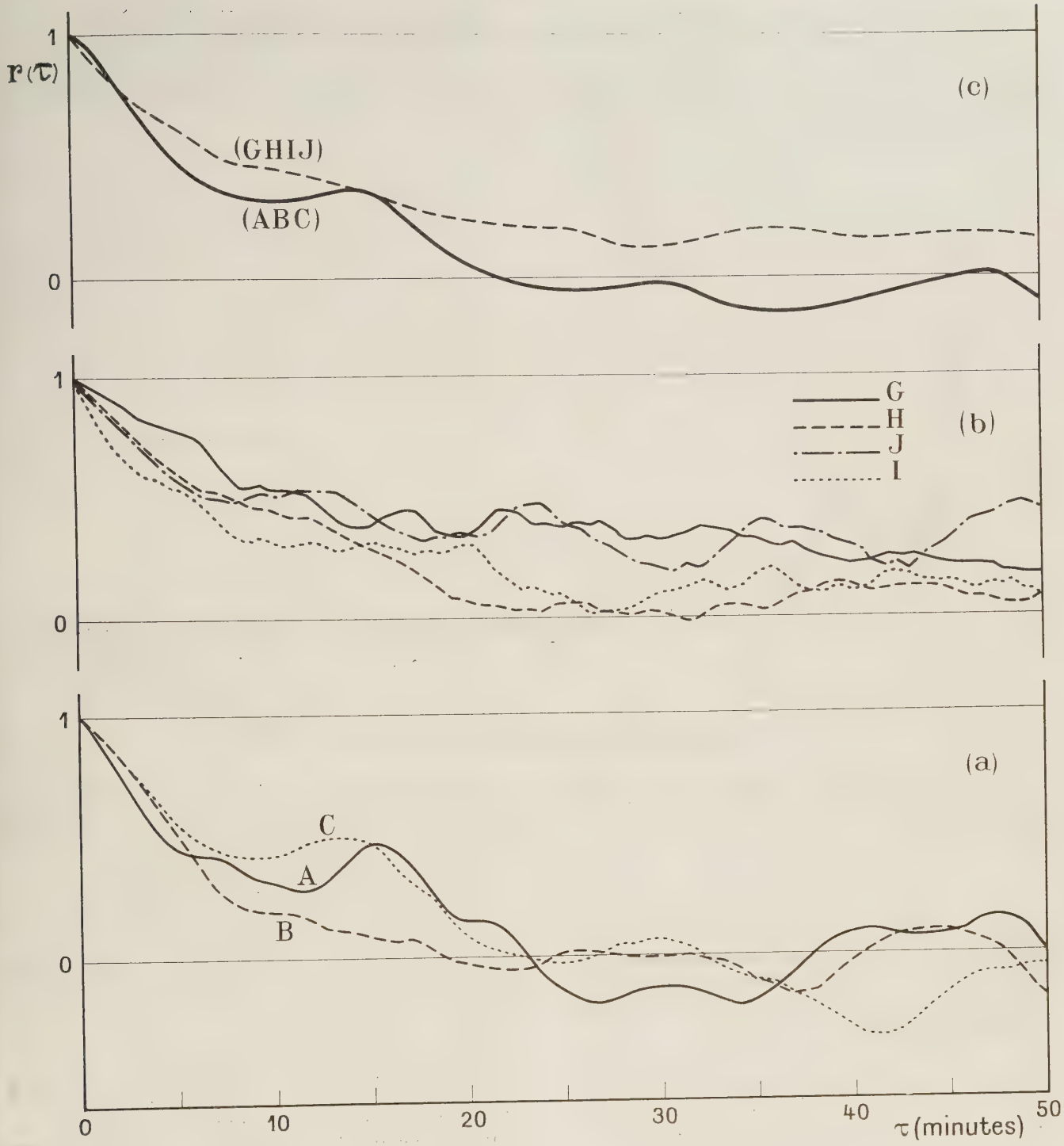

FIG. 3.5. — Autocorrélogrammes de l'intensité lumineuse de SS Cyg en ultraviolet.
La fonction $r(\tau)$ est définie dans le texte (formule 3.1). *a*) Observations pour 3 nuits de novembre 1956. *b*) Observations pour 4 nuits de l'été 1957. *c*) Ensemble des observations de novembre 1956 (ABC) et de l'été 1957 (GHIJ).

vations de novembre 1956 et de l'été 1957, et cette différence est certainement significative au sens de la statistique (Appendice 2,2 et 5). En novembre 1956 apparaît une *période* voisine de 16 minutes, qui est absente en été 1957. Cette période est remarquablement marquée pour la série A [1].

[1] On a vérifié qu'elle ne peut provenir de la disposition ou de la durée des lacunes.

Notons également l'aspect différent des autocorrélogrammes au voisinage de $\tau = 0$. Tous offrent une portion rectiligne pour τ suffisamment petit, puis la courbe s'écarte de cette droite dans le sens $r(\tau)$ supérieur à la valeur extrapolée sur la droite. Mais en été 1957, la droite passe par le point $\tau = 0$, $r = 1$, tandis qu'en novembre 1956 la courbe $r(\tau)$ est convexe vers le haut en ce point. Ceci est certainement un effet de l'existence de la composante périodique en novembre 1956.

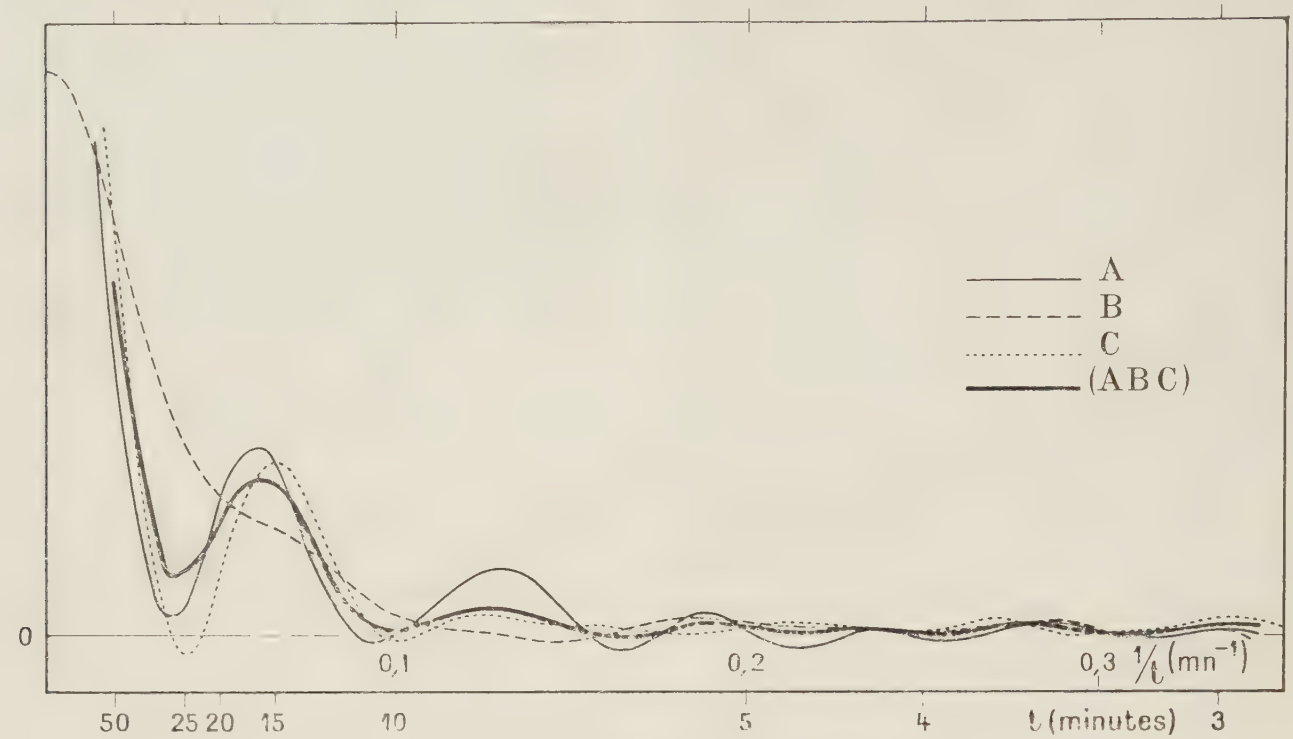

FIG. 3.6. — Fonctions de densité spectrale correspondant aux autocorrélogrammes des figures 3.5*a*, 5*b* et 5*c*. La fonction S(ν) est définie dans le texte (formule 3.2).

Pour τ compris entre 0 et 20 minutes, on trouve que l'autocorrélogramme (GHIJ) est assez bien représenté par

$$p(\tau) = \frac{1}{2}\left(e^{-\frac{\tau}{t_1}} + e^{-\frac{\tau}{t_2}}\right),$$

où $t_1 \sim 6$ minutes et $t_2 \sim 29$ minutes. Dans le même intervalle de τ, on peut expliquer l'autocorrélogramme de la série A par la superposition de la fonction précédente et d'une somme d'harmoniques d'amplitude décroissante :

$$q(\tau) = \left(\cos 2\pi \frac{\tau}{16} + \frac{1}{2}\cos 2\pi \frac{\tau}{8} + \ldots\right),$$

(où τ est exprimé en minutes) de sorte que

$$r_A(\tau) \sim 0.9p(\tau) + \frac{0.1}{1 + \frac{1}{2} + \ldots} q(\tau).$$

On peut dire que *la distribution des durées des sursauts n'est pas sensiblement différente en novembre* 1956 *et en été* 1957 : plus exactement, elle ne diffère pas plus entre une série de novembre 1956 et une série de novembre 1957 qu'entre 2 séries de la même année. Mais l'autocorrélogramme ne peut donner une idée précise de cette distribution ; les valeurs 6 et 29 minutes sont seulement des valeurs « moyennes » des durées effectives des sursauts.

Par contre, la disposition des sursauts dans le temps est sensiblement différente pour les deux années.

La portion des autocorrélogrammes correspondant à $\tau > 20$ minutes est plus difficile à interpréter. Elle est très altérée par les erreurs d'échantillonnage (Appendice 2,1). Elle est liée à la fois à la fréquence des sursauts et à l'existence de variations beaucoup plus lentes, dont la durée a pour ordre de grandeur le temps au bout duquel $r(\tau)$ n'est plus significativement différent de zéro. On trouve ainsi des durées de l'ordre de 75 minutes ou plus pour les séries G et J, de l'ordre de 20 à 25 minutes pour les autres séries.

C. *Définition de la notion d'Activité.*

Nous introduisons ici une définition assez arbitraire qui nous servira à mesurer l'*amplitude* des variations rapides, sur laquelle la méthode des auto-

corrélogrammes ne peut fournir aucune indication, et à comparer quantitativement les observations de novembre 1956 et de l'été 1957. Il ne faut pas y chercher une définition physique du sursaut élémentaire.

a) *Définition du sursaut.* — En partant des graphiques représentant $I_\alpha(t)$ (fig. 3.4), nous notons toutes les portions de courbe où l'intensité lumineuse croît plus vite que 2 unités de 1957 par minute et d'une quantité supérieure à x unités de 1957, valeur qui représente approximativement les variations inévitables dues au bruit de fond de l'appareil. Les valeurs de x utilisées seront précisées au paragraphe *d*. Nous appellerons sursaut une telle variation, amplitude a du sursaut la variation d'intensité lumineuse et moment du sursaut l'instant où l'intensité est maxima.

Il est clair que *ces notions dépendent beaucoup des conditions d'observation* :

durée sur laquelle est intégrée l'intensité $I_\alpha(t)$ observée (c'est-à-dire constante de temps) ;

bruit de fond de l'appareil ;

vitesse de variation minima acceptée pour $I_\alpha(t)$;

existence de lacunes dans les observations.

De plus, cette définition ne permet pas de séparer deux sursauts empiétant l'un sur l'autre.

b) *Notion d'Activité.* — Supposons que dans chaque sursaut soit libérée une énergie lumineuse $e = f(a)$, fonction uniquement de l'amplitude a du sursaut.

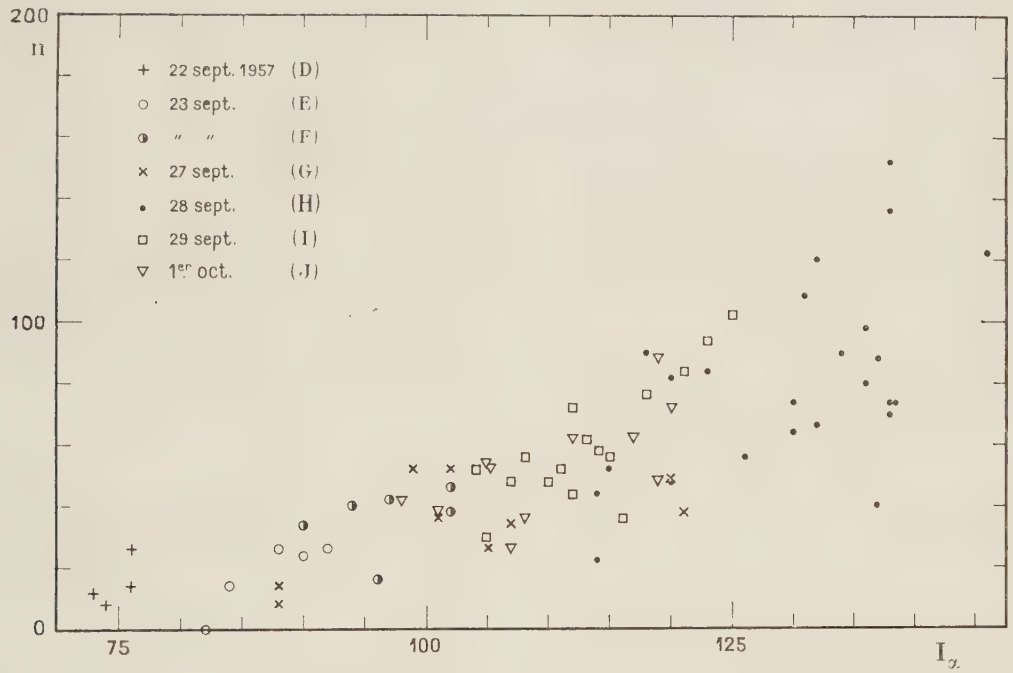

FIG. 3.7. — Corrélation entre l'activité n de l'étoile (telle qu'elle est définie dans le texte) et l'intensité lumineuse moyenne en ultraviolet, relatives à une durée de 40 minutes.

Nous appellerons durée effective du sursaut la durée d_{eff} telle que $e = a\, d_{eff}$. En général, c'est une fonction de l'amplitude.

Nous appellerons activité n de l'étoile pendant le temps τ la somme des amplitudes des sursauts dont le maximum a eu lieu pendant cet intervalle de temps.

Ces notions dépendent essentiellement des conditions d'observation, comme la notion de sursaut et d'amplitude. Notons cependant que l'une des principales causes d'erreur, l'impossibilité de séparer 2 sursauts consécutifs, n'a pas d'effet sur l'activité. La seule quantité définie indépendamment des conditions d'observation est l'intensité lumineuse moyenne, pourvu que la moyenne porte sur une durée nettement supérieure à la constante de temps utilisée.

c) *Corrélation entre l'intensité moyenne et l'Activité, pour les observations de septembre* 1957. — Si les variations de l'intensité lumineuse sont dues uniquement aux sursauts, on doit trouver une corrélation étroite entre l'activité et l'intensité lumineuse moyenne, pourvu que ces quantités soient relatives à une durée nettement supérieure à la durée des sursauts.

Une telle corrélation existe en effet pour les observations de 1957 (fig. 3.7), mais elle est très dispersée (1). Cette dispersion n'est pas surprenante ; en effet :

— l'énergie moyenne due aux sursauts n'est proportionnelle à n que si l'énergie émise dans un sursaut est proportionnelle à a ; or on ne connaît pas la forme de la fonction $e = f(a)$. Dans le cas des éruptions solaires, on distingue plusieurs catégories d'éruptions pour chacune desquelles il n'existe pas une relation stricte entre amplitude et énergie libérée, mais seulement une corrélation.

— d'autre part, les valeurs observées des amplitudes et de l'activité sont considérablement sous-estimées, à la fois à cause de l'existence de sursauts invisibles et de la valeur élevée de la constante de temps utilisée (30 secondes) par rapport à la durée des maxima des sursauts (voir paragraphe *d*).

Cependant, il apparaît quelque chose de plus sur la figure 3.7 :

1) On voit qu'il y a de grandes variations de I_α même quand il y a peu de sursauts visibles : la courbe moyenne n ($\bar{I}_\alpha$) conduirait à des durées effectives beaucoup plus grandes pour les faibles sursauts (72 minutes) que pour les grands sursauts (12 minutes).

2) Entre deux nuits différentes, on constate des différences systématiques entre les intensités moyennes correspondant à la même valeur de l'activité (comparer par exemple D et E ; I et H).

3) La pente moyenne $\frac{\Delta n}{\Delta \bar{I}_\alpha}$ est plus grande pour les points correspondant à une même nuit que pour l'ensemble des observations.

On conclut que les variations lumineuses de SS Cyg entre les explosions ne sont pas entièrement dues aux sursauts visibles : il existe une composante variable en quelques heures.

Les points (1) et (2) font penser que celle-ci pourrait être principalement due à une activité invisible. Il faudrait alors admettre que la composante lentement variable est due à la superposition de débuts ou de fins d'éruptions, ou à des sursauts invisibles c'est-à-dire d'amplitude inférieure au bruit de fond de l'instrument : dans ce dernier cas, ces sursauts seraient très nombreux : par exemple, pour expliquer les variations lumineuses de la série H, il faudrait en une heure 96 sursauts d'amplitude 4 unités de 1957 (1/12 I_u^0) en ultraviolet et de durée effective 5 minutes, ou 48 sursauts de même amplitude et de durée effective 10 minutes ; c'est-à-dire 7 *fois plus de sursauts invisibles que de sursauts visibles avec la constante de temps de* 30 *secondes.*

La connaissance de la fonction de distribution des amplitudes des sursauts serait nécessaire, pour permettre d'accepter ou de rejeter cette conclusion.

Par ailleurs, la remarque (3) semble indiquer que la composante lentement variable n'est pas uniquement due à une activité invisible. En extrapolant les observations, on voit que les valeurs de I_α correspondant à $n = 0$ sont différentes pour chaque nuit.

Il est donc difficile de séparer la composante due à l'activité visible et invisible d'une composante indépendante de l'activité : on peut seulement séparer la composante due à l'activité visible $i(n)$. Si on admet en première approximation que $i(n)$ est proportionnelle à n, la figure 3.7 suggère $i(n) = \frac{n}{4}$, c'est-à-dire des durées effectives apparentes de 10 minutes (les durées effectives réelles sont nettement plus faibles comme nous allons le voir en *d*). On calcule alors les valeurs de la composante lentement variable

$$J = \bar{I}_\alpha - \frac{n}{4} - I_\alpha^0,$$

indiquées dans le tableau 3.3 avec $I_\alpha^0 = 57$.

On voit que la contribution énergétique de J est du même ordre de grandeur que celle de l'activité visible.

TABLEAU 3.3

Série	$\bar{I}_\alpha$	$i(\bar{n})$	$\bar{J}$	$\bar{I}_\alpha - i(n)$
1956				
A	191	17		
B	174	15		
C	232	14.5		
1957				
G	108	13	38	85 à 110
H	129	21	51	95 à 127
I	115	17	41	90 à 107
J	109	14	38	88 à 107
D	77	7	13	70
E	87	4	26	83
F	95			82 à 90

(1) La figure 3.7 est relative à des intervalles de temps de 40 minutes. La dispersion est beaucoup moindre que dans le cas où l'on étudie des intervalles de 20 minutes. Les intervalles mal observés (proportion de lacunes supérieure à 0,5) ne sont pas représentés sur la figure. Une étude analogue des observations de novembre 1956 n'a pas été faite, puisqu'un phénomène supplémentaire, le début d'une explosion, intervient pour modifier l'intensité moyenne.

d) Activité moyenne et nombre moyen de sursauts pendant une heure. — Nous avons vu que les notions de sursauts, d'amplitude et d'activité dépendent beaucoup des conditions d'observation. Aussi ne paraît-il pas utile actuellement d'étudier la distribution des amplitudes des sursauts visibles, ou des intervalles de temps séparant 2 sursauts. Par contre, il sera intéressant de comparer les valeurs de l'activité et du nombre de sursauts observées en novembre 1956 et en été 1957.

Les mesures ont été faites dans les conditions suivantes :

Novembre 1956 (I). La courbe de lumière I_α (t) servant à définir les sursauts est celle que l'on a obtenue sur les enregistrements photoélectriques avec une constante de temps de *quelques secondes* (après correction d'absorption atmosphérique). La plus petite variation de I_α discernable du bruit de fond est de $x = 8$ unités de 1957. La vitesse de variation minima acceptée pour définir un sursaut est de 2 unités de 1957 par minute.

Novembre 1956 (II) et été 1957. La courbe de lumière servant à définir les sursauts est obtenue à partir des enregistrement en faisant la moyenne de I_α (t) sur 30 secondes. La plus petite variation de I_α ainsi obtenue, discernable du bruit de fond, est de $x = 5$ unités de 1957. Même vitesse de variation minima que précédemment.

TABLEAU 3.4

ACTIVITÉ MOYENNE ET NOMBRE MOYEN DE SURSAUTS PENDANT UNE HEURE

	Novembre 1956			Été 1957	
	4 novembre	I ABC	II ABC	DEF	GHIJ
Durée d'observation	110	760	760	439	1750
Durée effective d'observation (1).	52	525	525	384	1593
Nombre de sursauts	18	96	54	24	167
Activité	230	2329	828	300	2646
Amplitude moyenne des sursauts.	12.8	24.2	15.3	12.5	15.6
$\bar{p}$ (2)	19	11.0	6.2	3.7	6.3
$\bar{n}$ (3)	255	266 (190 à 284)	95 (79 à 127)	47	100 (72 à 127)

(1) Durée d'observation en ultraviolet, bleu ou jaune, diminuée de la durée des lacunes plus longues que 3 minutes. Les durées d'observation sont exprimées en minutes.
(2) Nombre moyen de sursauts pendant une heure d'observation effective.
(3) Activité moyenne pendant une heure d'observation effective.

Les deux séries de résultats obtenus pour novembre 1956 à partir de courbes de lumière correspondant à 2 constantes de temps différentes sont très dissemblables : lorsque la constante de temps passe de quelques secondes à 30 secondes, le nombre de sursauts mesuré est réduit à peu près de moitié et l'activité est réduite par un facteur 3. Au point de vue de la définition des sursauts, il faudrait, pour les observations ultérieures, utiliser la plus petite constante de temps possible. Dans mes observations, c'est la faiblesse d'éclat de l'étoile qui a fixé une limite : si on diminue la constante de temps, le bruit de fond augmente et masque les sursauts de faible amplitude.

Les résultats de novembre 1956 (II) et été 1957, correspondant à des courbes de lumière obtenues avec la même constante de temps, sont remarquablement voisins : en mettant à part quelques nuits particulièrement calmes (séries DEF de l'été 1957), on peut dire qu'*avec la constante de temps 30 secondes*, il y a environ 6 sursauts par heure, d'amplitude moyenne 15.5 unités de 1957 (environ $\frac{1}{4} I_u^0$). De plus, la relation entre l'intensité moyenne et l'activité en 40 minutes (voir *c*) a montré que la durée effective d_{eff} d'un sursaut est de 10 minutes. On peut donc évaluer l'énergie émise en ultraviolet dans un sursaut : elle est de $e = \bar{a}.\ d_{\text{eff}} = 15.5 \times 10 = 155$ fois l'énergie émise pendant une minute par une source lumineuse dont l'intensité en ultraviolet serait de 1 unité de 1957 ; c'est-à-dire l'énergie émise pendant 2,5 minutes par une source d'intensité I_u^0. Connaissant la magnitude absolue de SS Cyg et la distribution spectrale de l'énergie pour le

système SS Cyg et pour le rayonnement supplémentaire, on peut évaluer e en ergs. Si l'on adopte les caractéristiques du modèle I proposé dans le chapitre V (voir tableau 5.9) avec une magnitude visuelle absolue + 5,9 pour l'ensemble du système, et si l'on admet en outre que la distribution spectrale du rayonnement supplémentaire est celle du rayonnement d'une enveloppe par transitions free-free et recombinaisons à une Température électronique de 20000 à 40000°, on trouve $e \simeq 10^{35}$ ergs.

Cette évaluation caractérise le sursaut moyen observé avec une constante de temps de 30 secondes. Le sursaut moyen observé avec une constante de temps de 10 secondes a des caractéristiques différentes : d'après les observations de novembre 1956, il y a en moyenne 11 sursauts d'amplitude 24 par heure ; en supposant que l'énergie totale due aux sursauts visibles dépend peu de la constante de temps, on trouve par comparaison au cas précédent (6 sursauts d'amplitude 15 par heure) :

$$e = 10^{35} \cdot \frac{6}{11} \sim 0.5\ 10^{35} \text{ ergs.}$$

La durée effective moyenne définie par $d_{\text{eff}} = \frac{\bar{e}}{a}$ est alors environ 3.5 minutes.

4. Observations photoélectriques en trois couleurs

Pour connaître la distribution spectrale du rayonnement supplémentaire, il serait souhaitable de réaliser simultanément des observations photoélectriques et spectrographiques, ou du moins des observations photoélectriques à l'aide de filtres spéciaux, par exemple analogues à ceux utilisés par Walker pour étudier DQ Her (M. F. Walker, 1958). Cependant l'étude photoélectrique avec 3 filtres étendus conduit à des résultats intéressants, bien que plus difficiles à interpréter.

A. *Distribution spectrale du rayonnement supplémentaire.*

A la constante de temps de l'instrument près (environ 10 secondes), on constate que les variations d'intensité sont *simultanées* dans les 3 couleurs U, B, V.

De plus, il existe une corrélation entre leurs amplitudes, et cette corrélation est la même pour toutes les nuits d'observation.

En effet, portons les intensités en bleu et en jaune en fonction de l'intensité en ultraviolet et l'intensité enbleu en fonction de l'intensité en jaune (M. C. Zuckermann, 1958) (fig. 3.8, 9 et 10). Nous ne faisons figurer dans ces graphiques que des points représentant des observations en 2 couleurs faites à moins de 2 minutes d'intervalle. Les intensités en ultraviolet, bleu et jaune sont toutes ramenées aux unités de 1957 définies dans le chapitre II, 2 et désignées par I_α, I_β, I_γ.

On voit qu'il existe une relation linéaire bien marquée entre les fluctuations en bleu et en jaune, un peu moins nette entre les fluctuations en jaune et en ultraviolet et assez floue entre les fluctuations en bleu et en ultraviolet. Il est remarquable que les pentes :

$$\frac{\Delta I_\beta}{\Delta I_\gamma}, \frac{\Delta I_\gamma}{\Delta I_\alpha}, \frac{\Delta I_\beta}{\Delta I_\alpha}$$

sont sensiblement les mêmes pour chacune des nuits d'observation ; en particulier, *les observations de novembre* 1956 *ne se distinguent pas de celles de l'été* 1957 *sous ce rapport* (sauf peut-être celles du 7 novembre) bien qu'elles aient été faites au début d'une explosion, ce qui se traduit par un décalage général vers les plus grandes intensités lumineuses. La dispersion des points peut s'expliquer par la non-simultanéité des observations en 2 couleurs.

Les fluctuations lumineuses semblent donc avoir une caractéristique permanente : le rayonnement supplémentaire émis a une composition sensiblement constante.

$$B - V = + 0.29 \pm 0.015,$$
$$U - B = - 1.06 \pm 0.09.$$

On doit donc trouver pour les fluctuations d'éclat de SS Cyg au minimum une relation univoque entre les intensités en bleu, en jaune et en ultraviolet, c'est-à-dire entre la magnitude V et les couleurs B-V, U-B (tableau 3.5). En fait, on n'ob-

TABLEAU 3.5

Relation entre les intensités lumineuses en 3 couleurs, au cours des fluctuations rapides de SS Cyg.

I_γ	I_β	I_α	V	B-V	U-B
79	63	32	12.05	+ 0.795	— 0.20
83	68	39	12.00	0.76	— 0.33
87	73	46	11.95	0.74	— 0.43
91	78	52	11.90	0.71	— 0.49
94	82	57	11.86	0.70	— 0.54
95	83	59	11.85	0.69	— 0.545
100	90	67	11.80	0.66	— 0.60
105	96	75	11.75	0.64	— 0.665
110	102	83.5	11.70	0.63	— 0.72
115	109	92	11.65	0.61	— 0.75
121	116	102	11.60	0.59	— 0.79
126	123	110	11.55	0.57	— 0.81
132	130	120	11.50	+ 0.56	— 0.845

serve pas vraiment une relation mais une corrélation étroite. Ceci peut s'expliquer probablement par la dispersion intrinsèque des mesures, inévitablement plus grande pour 3 couleurs que pour 2, les 3 couleurs ne pouvant pas être mesurées simultanément et l'étoile variant rapidement.

L'amplitude maxima des fluctuations est très variable d'une nuit à l'autre. Les plus grandes

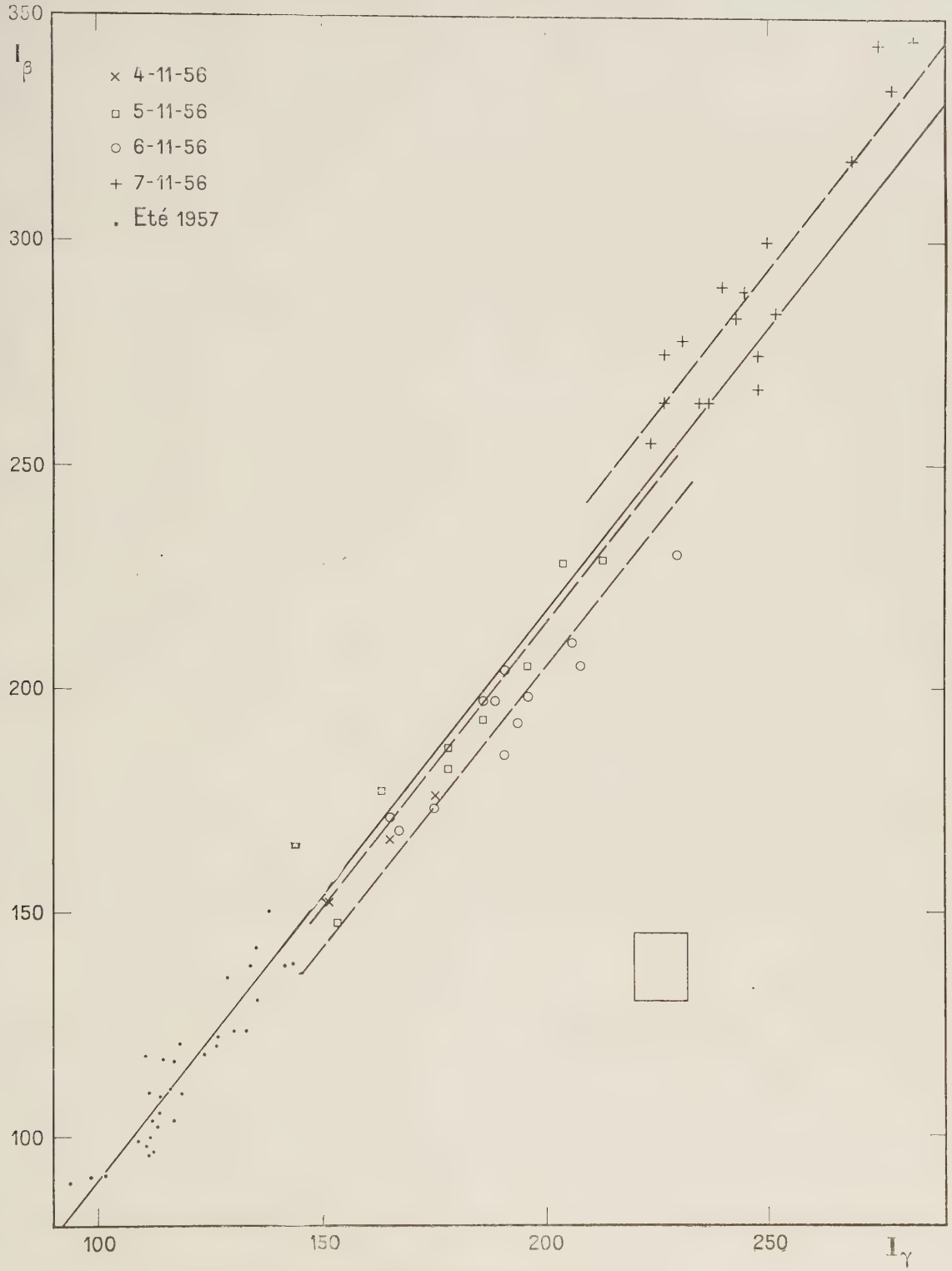

Fig. 3.8. — Voir légende de la fig. 3.10.

amplitudes que j'ai observées en une nuit sont de 0,44 magnitude en jaune, 0,54 m en bleu et 0,75 m en ultraviolet.

Il n'est pas possible de supposer que le rayonnement supplémentaire est entièrement émis dans les raies, car l'amplitude en jaune est trop grande : il y a peu de raies dans le domaine spectral du filtre jaune (H_α et H_β, à la limite de sensibilité,

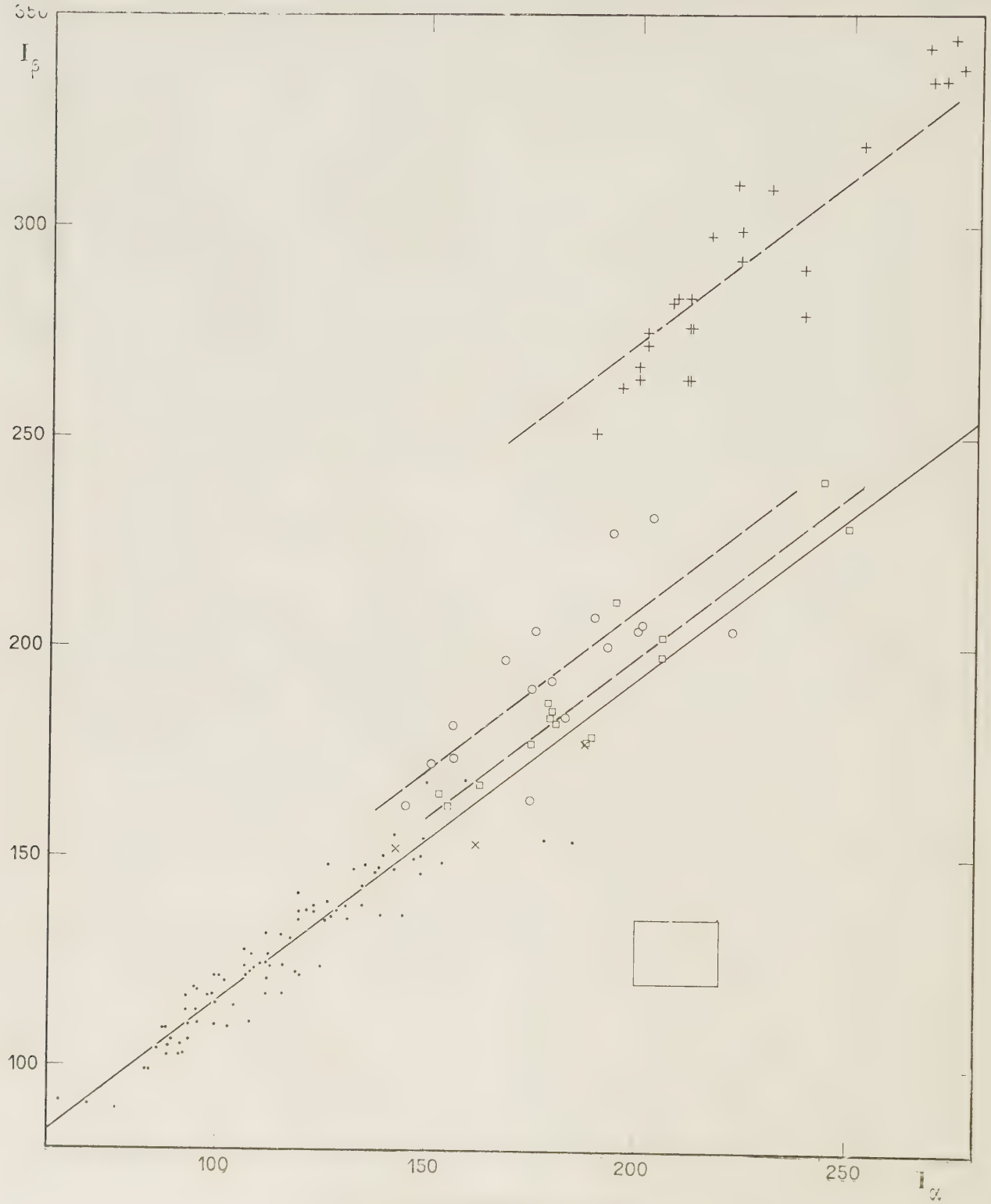

FIG. 3.9. — Voir légende de la fig. 3.10.

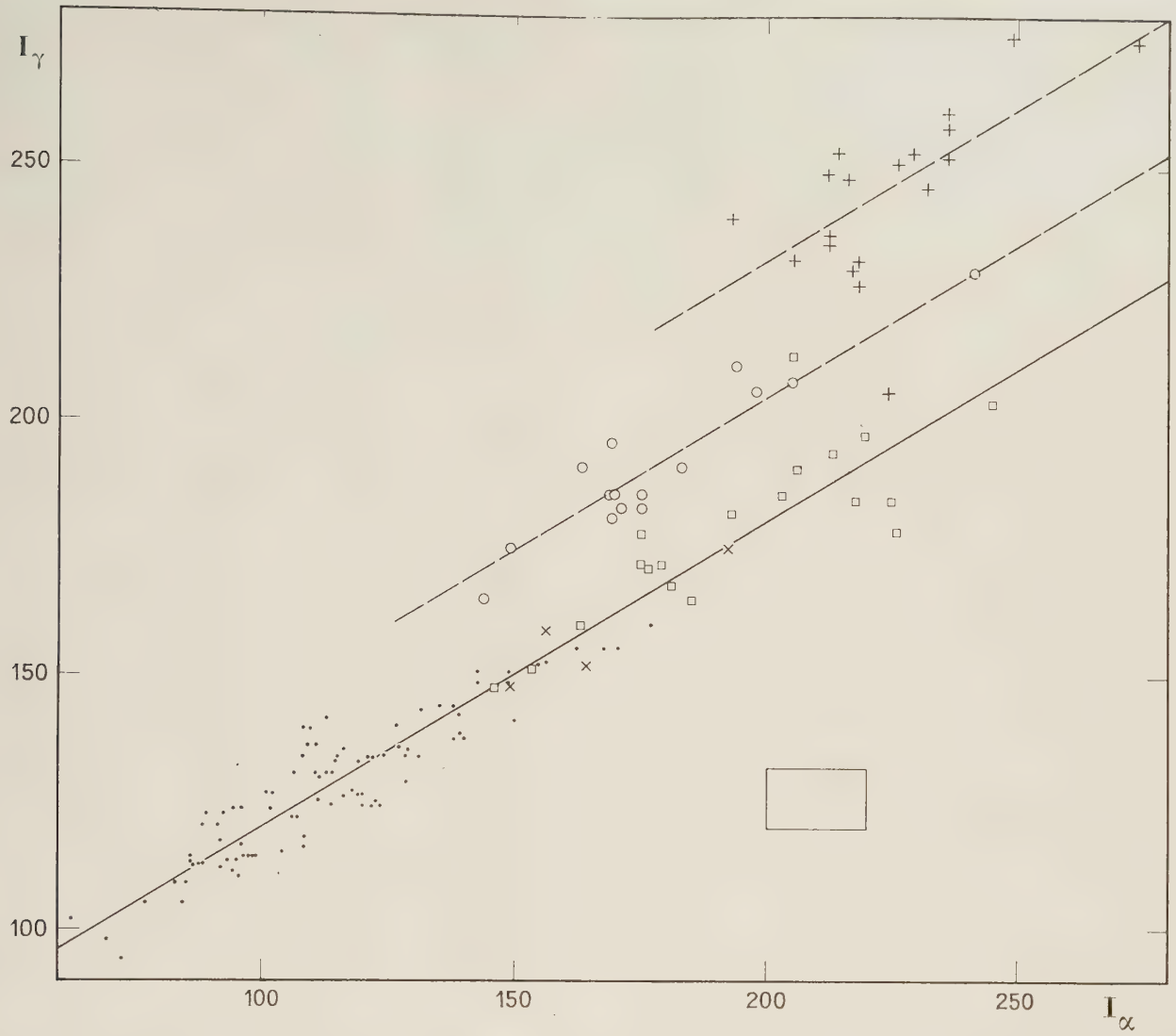

FIG. 3.10. — Corrélation entre l'amplitude des fluctuations lumineuses rapides de SS Cyg en ultraviolet et en jaune. Sur les figures 3.8, 9 et 10, les intensités lumineuses en ultraviolet (I_α), bleu (I_β) et jaune (I_γ) sont exprimées dans le système d'unités défini à la fin du chapitre II. Les dates des observations sont indiquées sur la figure 3.8. Le rectangle représente l'erreur commise sur un point, pour une rapidité moyenne de variation lumineuse ($\Delta I_\alpha = 25$ en une minute).

Pour chaque graphique, les observations de 1957 se groupent bien autour d'une droite que l'on a prolongée. Les observations de 1956 peuvent se grouper autour de droites parallèles à celle-ci qui sont portées en trait brisé ; les intensités lumineuses sont systématiquement plus grandes qu'en 1957 en raison du début d'une explosion.

quelques raies de He I et He II), elles devraient avoir des largeurs équivalentes énormes (de l'ordre de 200 Å) et variables dans d'énormes proportions.

Le rayonnement émis dans les fluctuations rapides est donc un rayonnement dans tout le spectre continu.

Cette conclusion est tout à fait satisfaisante, puisque l'on sait maintenant qu'il en est de même pour diverses sortes d'étoiles éruptives : étoiles doubles dont une composante est une nova : T Cr B [M. F. WALKER, 1957, p. 47], DQ Her [M. F. WALKER, 1958] ; naines rouges : UV Cet [A. H. JOY et M. L. HUMASON, 1949 et A. H. JOY, 1958], AD Leo [G. O. ABELL, 1959]. De plus, ce résultat est confirmé par l'observation de JOY (1956) que le spectre d'absorption de la composante G au minimum d'éclat est de visibilité très variable d'une plaque à l'autre : il est quelquefois tout à fait brouillé, bien que les raies restent fines.

B. *Constance de la distribution spectrale du rayonnement supplémentaire.*

La constance des couleurs des fluctuations rapides, illustrée par les graphiques 3, 8, 9, et 10, est seulement approximative.

TABLEAU 3.6

Type d'étoile	Étoile B-V	Étoile U-B	Fluctuations B-V	Fluctuations U-B	Δm_{max}		m	Spectre	P	Références
—	—	—	—	—	—		—	—	—	—
Novae et objets apparentés.										
T Cr B	bleue		(0)	(0)	0.49	U	10	O + M		
DQ Her (1)	— 0.11 à + 0.01	— 0.73 à — 0.84	— 0.11	— 1.08	0.47	U	14	*s*dB + ?	4 h 39	Walker, 1958
					0.47	V				
Mac Rae + 43°1	— 0.08	— 0.98	— 0.20	— 1.23	0.44	U	13.7	O_p		Walker, 1954*a*
Variables de type SS Cyg										
SS Cyg	+ 0.70	— 0.54	+ 0.29	— 1.06	0.86	U	11.8	*s*dB + G_5	6 h 38	Zuckermann
					0.66	B				
					0.46	V				
RX And	$\simeq 0$		très bleu		0.19	V	$\simeq 11$	A	5 h 05 (2)	Zuckermann
			< 0		0.27	B				
Doubles serrées										
AE Aqr	+ 0.80	0 ± ?	— 0.12	— 0.54±	1.2	B	10 à 12	*s*dB + KIV	16 h 49	Lenouvel, 1954
UX UMa (1)	+ 0.11	— 0.81	— 0.10	— 1.58	0.4	U	12.7	*s*dB + ?	4 h 43	Hiltner et al., 1954
										Herbig et al., 1954
Naines rouges										
AD Leo	+ 1.54	+ 1.06	0 à 0.30	— 1.40			9.4	$M_{4.5}$ V_e	26 ans	Abell, 1959
H II 1306	+ 1.35	+ 1.18	+ 0.40?	— 1.2	4	U	13.4	M_e		Johnson et al., 1958
					1.7	B				
					0.8	V				

(0) Presque pas de variation d'éclat en jaune ; U-B est à peu près celui de l'étoile.
(1) Les couleurs du rayonnement supplémentaire ont été obtenues d'après les observations photoélectriques publiées, exactement comme pour SS Cyg, ainsi qu'il est expliqué dans le texte.
(2) R. P. Kraft, 1960. Communication privée.

La rapidité des fluctuations et la non-simultanéité des mesures en 2 couleurs, d'une part, l'existence d'une Dérivante d'autre part, peuvent entraîner une certaine dispersion.

Mais il y a une autre explication : on peut se demander si dans un sursaut *isolé*, le rayonnement supplémentaire n'aurait pas une composition variable au cours du temps. La constance approximative des couleurs des fluctuations serait seulement un phénomène *statistique*.

Cette hypothèse est suggérée par le comportement des étoiles dont on a observé une éruption isolée : le rayonnement supplémentaire n'a pas une composition constante au cours du temps. Pour AD Leo [George O. Abell 1959 ; Donald Engelkemeir, 1959] on a observé une augmentation de la brillance en bleu environ 1 heure avant l'éruption, puis une couleur B-V variable au cours de l'éruption, entre 0.00 et 0.50. Pour les éruptions solaires, les observations de R. Michard et ses collaborateurs (1960) suggèrent que l'émission dans tout le continu est de plus courte durée que l'émission dans les raies. La naine rouge à éruptions des Pléïades [Johnson et R. Mitchell, 1958] décrit une boucle compliquée dans le graphique B-V, U-B (fig. 3.11).

Il est bien clair que si l'on observait une succession rapide de telles éruptions, de telle sorte qu'une nouvelle éruption commence avant l'extinction des précédentes, on pourrait encore dans certaines conditions observer une constance approximative des couleurs du rayonnement supplémentaire, mais les couleurs observées seraient des moyennes des couleurs prises par l'étoile au cours d'une éruption et le rayonnement observé apparaîtrait *plus rouge* qu'au moment du maximum d'une éruption isolée.

C. Comparaison aux fluctuations rapides ou aux éruptions de diverses étoiles.

Nous rappellerons d'abord les observations qui ont été faites de deux étoiles non stationnaires pour lesquelles on n'observe pas non plus de sursauts isolés, DQ Her et UX U Ma. Ces deux étoiles ont une grande parenté avec SS Cyg puisque ce sont, comme SS Cyg, des étoiles doubles serrées de périodes très courtes (4 h 39 et 4 h 43) dont une composante est une sous-naine bleue, nova dans le cas de DQ Her. A l'aide des données d'observations photoélectriques en 3 couleurs de M. F. Walker (1956 et 1958, DQ Her), Herbig et Walker (1954, UX UMa) et W. A. Hiltner, H. L. Johnson, B. Perkins, (1954, UX UMa), nous pouvons tracer des graphiques analogues aux graphiques 3.8 et 9, représentant les variations de *l'intensité* en bleu en fonction des variations de l'intensité en jaune et en ultraviolet en dehors des éclipses. On trouve comme pour SS Cyg des relations linéaires, avec une dispersion remarquablement faible pour UX UMa, et assez importante pour DQ Her (1). On peut donc définir les couleurs B-V, U-B du rayonnement supplémentaire pour ces deux étoiles.

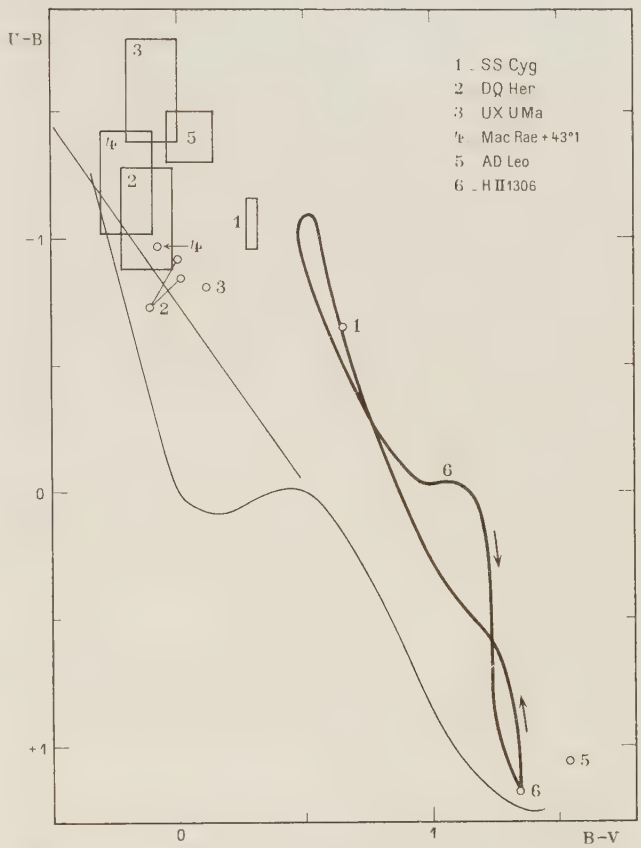

Fig. 3.11. — Couleurs des étoiles éruptives (cercles) et couleurs du rayonnement supplémentaire observé pour chacune d'elles (rectangles).

Les variations de couleurs de la naine rouge HII 1306 sont empruntées à Johnson and Mitchell, 1958 (courbe en trait plus épais). Les étoiles de la série principale et le corps noir (d'après Bonsack et al, 1957) sont représentées en trait fin.

Pour quelques autres étoiles la littérature donne seulement l'amplitude des variations lumineuses observées avec les 3 filtres U, B, V ; connnaissant les couleurs de ces étoiles, on en déduit une valeur approchée des couleurs du rayonnement supplémentaire. Ces résultats sont indiqués dans le tableau 3.6 qui donne pour quelques étoi es éruptives : les couleurs B-V et U-B de l'étoile et du rayonnement supplémentaire ; l'amplitude maxima des fluctuations ; la magnitude apparente et le

(1) La rapidité des fluctuations est très grande, atteignant 0.08 m en 9 secondes. De plus, l'intensité varie systématiquement avec la phase du mouvement orbital, d'environ 0.2 magnitude en jaune.

type spectral de l'étoile, la période du mouvement orbital s'il s'agit d'une étoile double. La dernière colonne donne la référence. Le graphique 3.11 illustre ce tableau : on y reconnaît la courbe représentant la série principale dans le plan B-V, U-B et celle représentant les corps noirs de différentes températures d'après Bonsack et *al*, 1957 ; les cercles indiquent la position des étoiles étudiées, les rectangles la composition approximative du rayonnement supplémentaire associé à chaque étoile. La courbe en trait gras est le chemin décrit par la naine rouge H II 1306 au cours d'une éruption. AE Aqr ne figure pas sur le graphique, car sa couleur U-B est trop incertaine.

Nous voyons que les rayonnements émis par DQ Her, UX UMa et Mac Rae + 43° 1 sont de couleurs très voisines ; ils sont riches en bleu (B-V < 0) et en ultraviolet. Ces couleurs sont d'ailleur très proches de celles du rayonnement émis par AD Leo au moment du maximum de l'éruption (B-V $\simeq 0$, U-B $\simeq -1.40$ [1]) et sans doute également très proches du rayonnement émis par la naine rouge H II 1306. SS Cyg se place à part, avec un rayonnement nettement plus rouge.

On peut donc tirer l'une des deux conclusions suivantes :

— ou bien la nature du rayonnement émis au cours des fluctuations rapides de SS Cyg est tout à fait différente de celle de toutes les autres variables éruptives ;

— ou bien la nature du rayonnement émis au cours des fluctuations rapides de SS Cyg est la même que celle de plusieurs variables éruptives, mais il est plus rouge.

Cette deuxième conclusion paraît beaucoup plus satisfaisante, surtout si l'on tient compte de la grande similitude d'aspect des fluctuations de DQ Her, UX UMa ou Mac Rae + 43° 1 avec celles de SS Cyg. Mais il nous faudra expliquer pourquoi le rayonnement supplémentaire de SS Cyg est plus rouge : par comparaison à DQ Her, UX UMa et Mac Rae + 43° 1, on a un excès de 0.30 à 0.40 magnitude sur B-V et U-B.

Notons que les couleurs du rayonnement supplémentaire des étoiles du tableau 3.6 ne peuvent caractériser un rayonnement purement thermique : il y a un excès d'ultraviolet. Pour les Novæ et Novoïdes, les couleurs correspondent à celles d'un mélange de rayonnement par émission free-free et recombinaisons à des températures électroniques *variables*.

La nature des fluctuations rapides sera discutée au chapitre V, 4. Disons tout de suite qu'il semble exclu que les fluctuations rapides de SS Cyg, UX UMa, des Novae et objets apparentés soient de même nature que les éruptions solaires ou les éruptions des naines rouges. On voit d'ailleurs que l'échelle d'énergie est très différente : pour SS Cyg, DQ Her, Mac Rae + 43° 1, AE Aqr, UX UMa, en supposant que la composante bleue a une magnitude absolue de + 6 à 7, on trouve que l'énergie émise dans un sursaut est de l'ordre de 10^{35} ergs. Cette valeur est très supérieure aux valeurs 10^{29} à 10^{32} ergs pour une éruption solaire, ou 10^{31} à 8×10^{33} ergs (cette dernière se rapporte à une éruption exceptionnelle) pour UV Ceti.

5) Conclusion

L'étude photoélectrique des fluctuations rapides de SS Cyg a conduit aux résultats suivants :

1° *Les fluctuations rapides ont certaines caractéristiques permanentes :*

a) la composition spectrale du rayonnement supplémentaire ;

b) l'activité moyenne n, le nombre moyen p de sursauts pendant un temps donné, donc l'amplitude moyenne d'un sursaut visible $\frac{n}{p}$;

c) la composante non périodique des autocorrélogrammes, c'est-à-dire, en gros, la distribution des durées des sursauts.

On conclut que l'énergie supplémentaire due aux sursauts *visibles* est à peu près constante *en moyenne* sur des durées de plusieurs fois 24 heures.

Nous avons souligné que les notions de sursauts visible et d'activité dépendent beaucoup des conditions d'observation. Il y a certainement des sursauts extrêmement rapides dont l'amplitude est beaucoup plus grande que celle que l'on observe avec une constante de temps de 30 ou 10 secondes. Ainsi la durée effective des sursauts est certainement proche de la durée $t_1 = 6$ minutes obtenue à l'aide des autocorrélogrammes. La durée $t_2 \simeq 30$ minutes et les durées supérieures caractérisent une composante différente, nettement plus lente, de variation.

2° *Outre les sursauts rapides, il existe une composante de variation lente*, en quelques heures ou quelques jours. Nous l'avons appelée « Dérivante ».

Sa présence est établie par divers faits dont les plus importants sont :

a) La forme de la distribution des moyennes

(1) Les observations en ultraviolet n'ont été commencées que plus de deux minutes après le maximum de l'éruption. Il est possible que U-B soit encore plus riche en ultraviolet, au moment du maximum.

journalières de la magnitude visuelle de SS Cyg entre les explosions, pour des intervalles de plusieurs centaines de jours. Nous avons vu au paragraphe 3 que cette distribution est très étalée, beaucoup plus que la distribution de la magnitude au cours d'une nuit par exemple (v. fig. 3.2).

b) La forme de la relation entre l'Activité et l'intensité moyenne de l'étoile, calculées sur une durée de l'ordre d'une heure. Nous avons vu (§ 3 et fig. 3.7) qu'il existe des variations lentes de l'intensité lumineuse en ultraviolet dont la persistance est de l'ordre d'une heure ou plus et dont l'amplitude a atteint près de 0.70 magnitude en ultraviolet.

Une partie des variations lentes est certainement due à l'existence d'une activité invisible : sursauts dont l'amplitude est inférieure au bruit de fond du photomètre, ou bien débuts et fins de sursauts. Mais il existe probablement une composante de variation lente qui n'est pas directement liée à l'Activité. L'importance relative de ces deux facteurs est impossible à évaluer.

La contribution énergétique de la Dérivante est variable entre I_u^0 et $\frac{1}{4} I_u^0$ (tableau 3.3).

c) Outre l'existence de variations lentes, il y a une deuxième raison de penser que le phénoméne de fluctuations n'est pas stationnaire : c'est la présence de composantes périodiques d'importance et de périodes variables. Ceci signifie que la distribution des sursauts dans le temps peut varier notablement.

Ainsi s'explique la différence significative des variances de I_α en novembre 1956 et en été 1957 (voir Tableau 1 de l'Appendice 2, colonne 11) : la variance est plus grande en 1956 ; ceci n'est pas dû à une amplitude plus grande des sursauts, mais plutôt à leur groupement : les sursauts ont tendance à se produire toutes les 16 minutes (1).

CHAPITRE IV

LES EXPLOSIONS

Première partie

OBSERVATIONS SPECTROPHOTOMÉTRIQUES ET PHOTOÉLECTRIQUES

J'ai observé 8 maxima de SS Cyg. J'ai pu observer le début de 4 explosions et mettre en évidence un fait dont l'importance n'a pas été suffisamment soulignée jusqu'ici, bien qu'il ait déjà été observé par Miss Fleming et F. Hinderer : l'apparition d'un *spectre d'absorption très intense au début* de certaines explosions, avant le maximum d'éclat.

Peu de maxima ont pu être observés pendant la totalité de leur évolution, nous devons donc essayer de grouper les observations de façon à constituer une image précise de l'explosion type.

Mais nous rencontrons ici une grosse difficulté : les maxima de SS Cyg sont loin d'être tous identiques, ils diffèrent par leur durée, leur vitesse de développement, la magnitude au maximum, etc.... Nous discuterons de leur classification dans la 2me partie de ce chapitre (IV,5). Un examen rapide des courbes de lumière et des observations montre que les maxima semblent différer beaucoup plus dans leur phase initiale que dans leur déclin. Par exemple, la vitesse de variation de magnitude pendant le déclin est sensiblement la même pour tous les types de maxima, 2 magnitudes en 5 jours, analogue à ce que l'on observe pour d'autres étoiles : SS Aur, U Gem, TZ Per. Au contraire, la phase initiale (entre le début de l'explosion et le moment du maximum d'éclat) est de durée très variable (2 à 15 jours) et nous allons voir que l'évolution spectrale peut être très différente pendant cette période.

D'autre part, nous ne pouvons rapporter les observations de divers maxima ni aux époques du maximum d'éclat, ni à l'époque du début du déclin, ni à la magnitude, car la courbe de lumière peut présenter divers aspects au voisinage du maximum.

Nous avons donc choisi comme points de repère communs pour toutes les explosions les dates où la magnitude visuelle de SS Cyg prend la valeur $m_v = 10.0$ à la montée ou dans la phase de déclin. Ces dates sont indiquées dans les tables de l'A. A. V. S. O. et désignées par I 10.0 et D 10.0 (Increase

(1) Ainsi se trouve justifiée *a posteriori* l'hypothèse de sursauts équidistants que j'avais faite pour interpréter les seules observations des 5 et 6 novembre 1956 (M. C. Zuckermann, 1958).

et Decrease). *L'époque* sera indiquée en jours ; par exemple E = D 10.0 + 1 signifie : le lendemain du jour où la magnitude de l'étoile au déclin est passée par la valeur 10.0. Les dates I 10.0 et D 10.0 sont situées dans les parties rectilignes de la courbe de lumière en magnitudes. Il en résulte que les observations classées d'après les époques (durées écoulées avant ou après ces repères) se trouveront à peu près classées selon la magnitude visuelle (ou selon V) pour chaque *groupe* d'explosions (au sens où nous le définirons en 4.5), sauf au maximum d'éclat. Par analogie, nous prendrons pour points de repère I et D pour les autres étoiles de type U Gem les dates où la magnitude visuelle passe par une valeur m^* voisine de 1/2 ($m_{min} + m_{max}$). Ces valeurs m^* sont indiquées dans le tableau 4.2 (colonne 4).

1. Récapitulation des données d'observation. Utilisation des données d'autres auteurs.

Le tableau 4.1 donne la liste des maxima de SS Cyg étudiés. Les numéros et les types des maxima sont ceux donnés par l'A. A. V. S. O., prolongeant le travail de L. Campbell (1934). J'ai ajouté les maxima de SS Cyg étudiés *quantitativement* par F. Hinderer (1948) et G. Grant et H. A. Abt (1959). D'autre part, dans le tableau 4.2, je cite mes observations de RX And, Z Cam, SS Aur, AB Dra, U Gem, les observations spectrophotométriques de SW UMa [P. Wellmann, 1952] et les observations photoélectriques en 3 couleurs de U Gem [Wallerstein, 1959].

Pour ramener les couleurs de SS Cyg observées par G. Grant et Abt au même système que celui utilisé ici, il faut faire les corrections — 0,10, — 0,02, 0, sur leurs valeurs de V, B-V et U-B respectivement, corrections qui font à peu près coïncider les magnitudes et couleurs des étoiles de comparaison *g* et *l* (v. II, 2).

Les gradients visibles trouvés par P. Wellmann sont comparés par lui à celui de γ U Ma pour lequel Chalonge et ses collaborateurs donnent $\varphi_b = 1{,}01$ (6 spectres, Chalonge, Divan, 1948). On peut donc ramener les valeurs des gradients publiés par Wellmann au système de l'Institut d'Astrophysique de Paris.

Les gradients de F. Hinderer sont comparés à celui de ε Cas. Pour cette étoile, les mesures de Chalonge et de ses collaborateurs (8 spectres pris en novembre-décembre 1957) donnent $\varphi_b = 0{,}86$ D = 0,25 (discontinuité de Balmer). Il faut donc faire une correction systématique de — 0,16 sur les valeurs des gradients publiées par F. Hinderer. D'autre part, les graphiques de Hinderer représentant la variation du logarithme de l'intensité

TABLEAU 4.1

Maxima observés de SS Cyg.

N°	Type	Date (jour julien) I 10.0	D 10.0		Auteur	Instrument (1)	Symbole
401	A_7 long	2434682	696	Nov. 53	Zuckermann	(1), (2)	×
414	A_5 court	2435327	336	Août 55	»	(1), (3)	+
416	A_3 court	2435422	429	Nov. 55	Grant et Abt	(9)	(2)
422	A_2 court	2435667,4	674	Juil. 56	Zuckermann	(3), (4)	(2)
423	A_1 court	2435702	709	Août 56	»	(1)	○
424	A_8 long	2435743	758	Oct. 56	»	(4)	◇
427	A_6 long	2435864	878	Janv. 57	»	(1)	▲
431	A_6 long	2436072,5	086	Août 57	»	(4)	□
281	B_3 long	2428107,8	123,6	Nov. 35	F. Hinderer	(0)	.
295	sym long	2428785,7	803,7	Sept. 37	»	»	.
301	sym long	2429054,3	076,2	Juin 38	»	»	.
302	sym court	2429119,2	129	Août 38	»	»	.
425	D_2 court	2435788,5	797	Nov. 56	Zuckermann	(1), (4)	▽

(1) Les chiffres entre parenthèses renvoient aux notes accompagnant le tableau 2.1 et qui décrivent sommairement l'instrument utilisé. Le chiffre (0) signifie : spectres dans le visible, s'étendant jusqu'à $\lambda \simeq 3700$ Å.

(2) Les mesures des maxima 416 et 422 sont représentées par des cercles à moitié remplis, comme sur la figure 4.4.

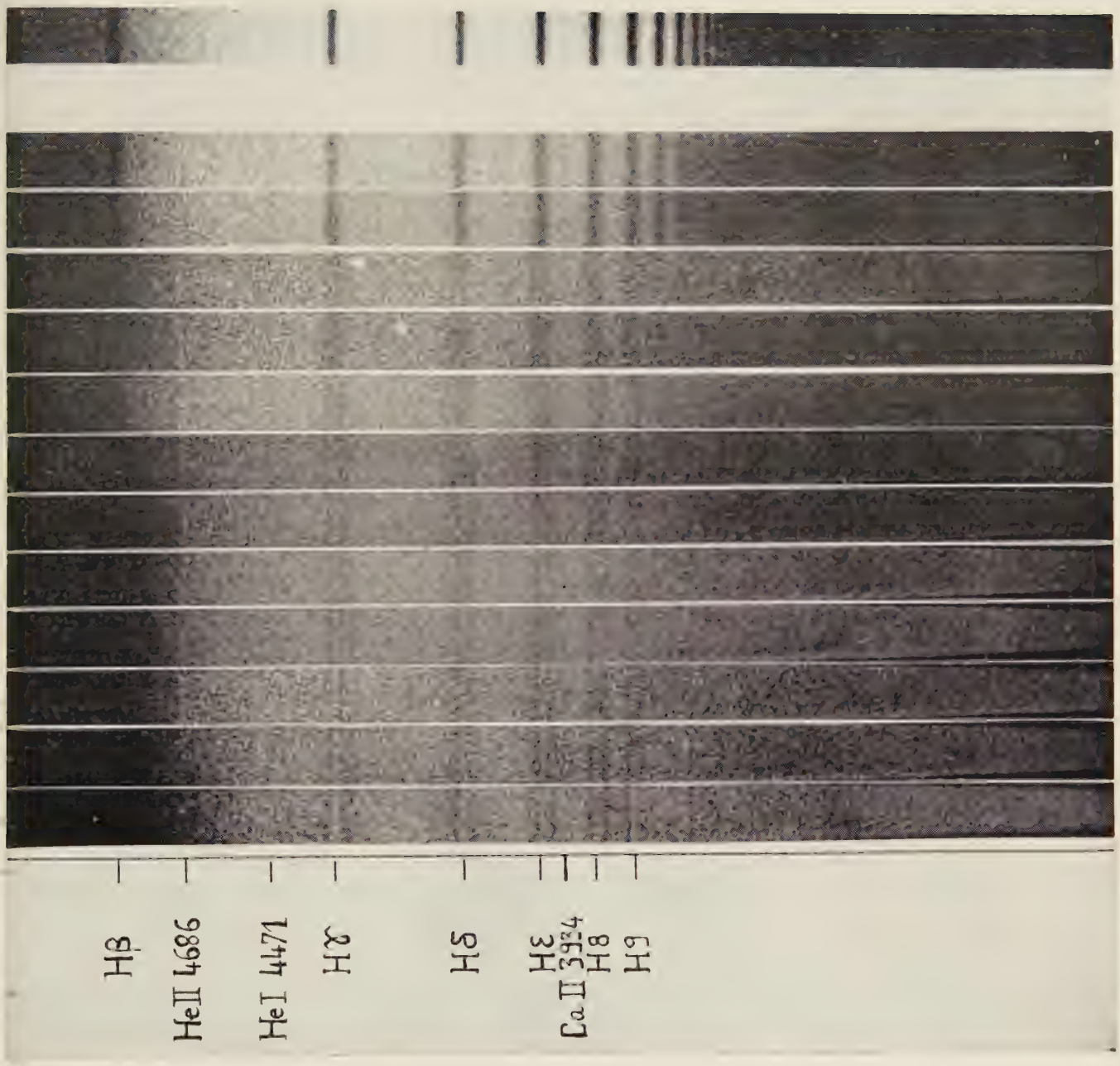

Planche 1. — Spectre de l'étoile de comparaison BD 41° 3352,
de type spectral A_2 IV (en haut) et évolution du spectre de SS Cyg au cours du maximum d'août 1956.
Les spectres de SS Cyg sont pris aux dates et phases indiquées dans le tableau 4.3.

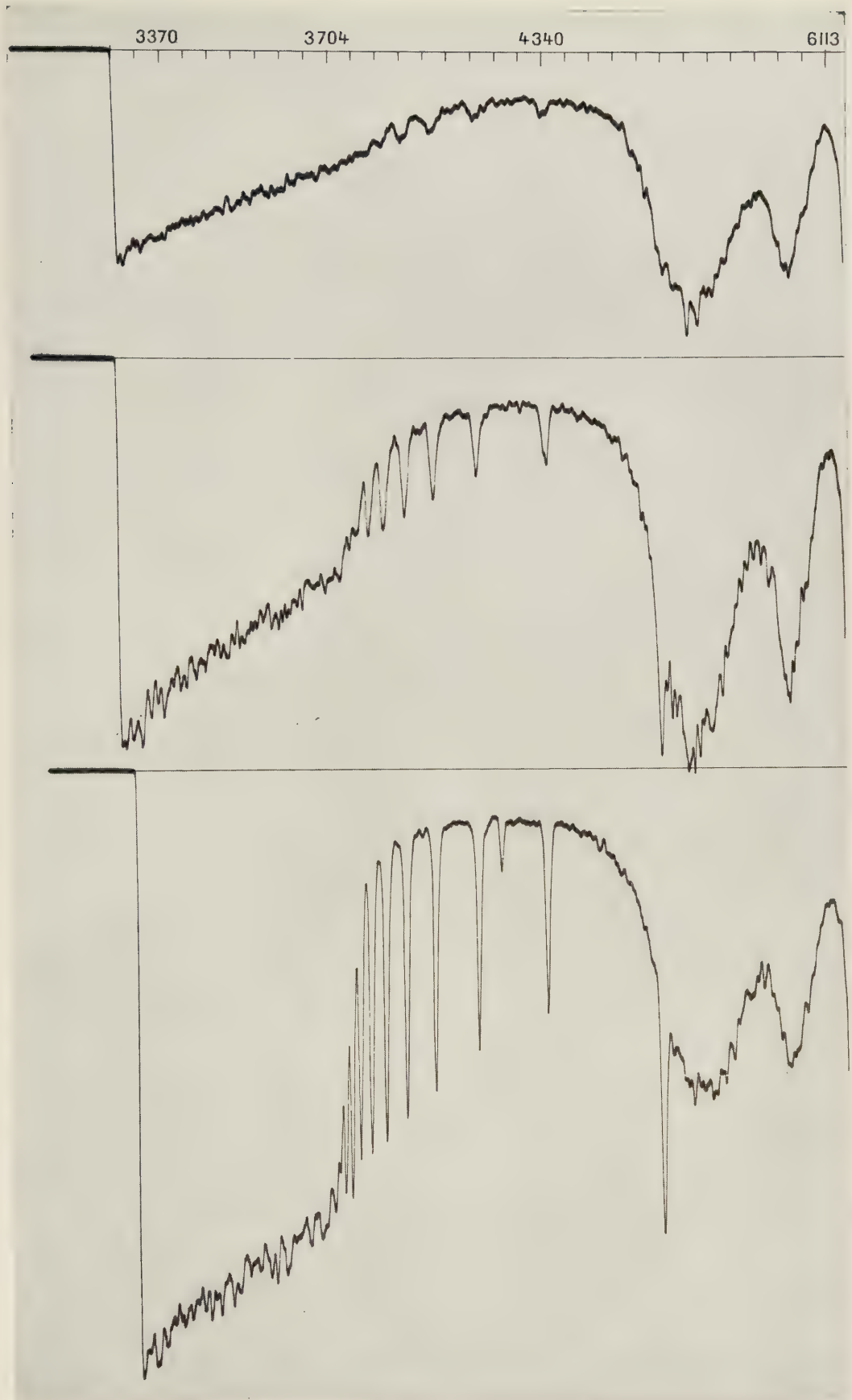

FIG. 4.1. — Enregistrements microphotométriques des spectres de SS Cyg pris au début du maximum n° 423 d'août 1956. De haut en bas : spectres pris dans la nuit du 17 au 18 août 1956 (JJ 2435703, 629), dans la nuit du 16 au 17 août 1956 (JJ 2435702, 596) et spectre de l'étoile de comparaison BD 41° 3352 de type spectral A 2 IV. On remarque la finesse et l'intensité des raies d'absorption de SS Cyg le 16 août 1956.

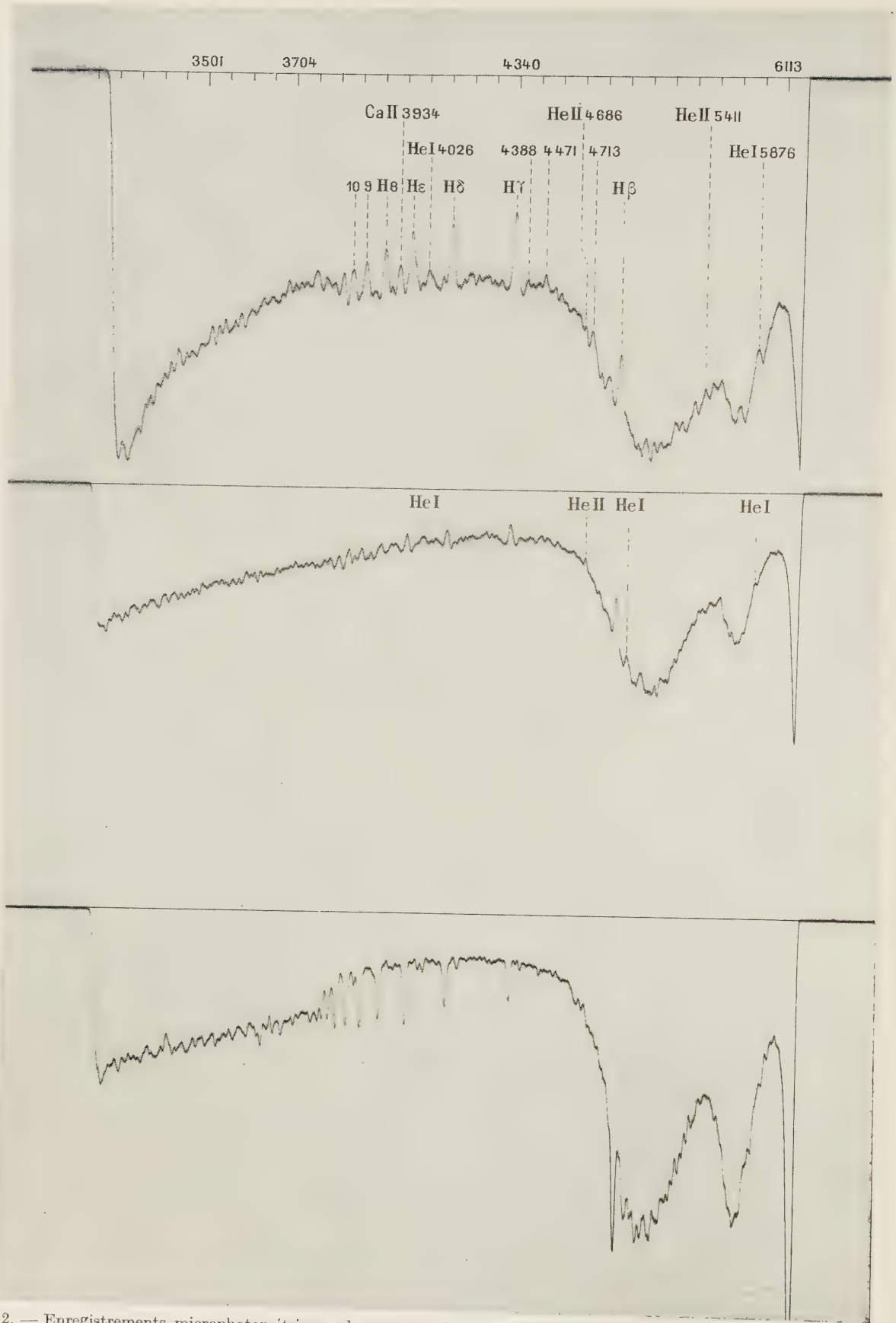

FIG. 4.2. — Enregistrements microphotométriques des spectres de SS Cyg pris à la fin du maximum n° 425 de novembre 1956. De haut en bas, spectres pris dans la nuit du 21 au 22 novembre 1956 (JJ 2435799, 333) ; dans la nuit du 19 au 20 novembre 1956 (JJ 2435797, 251) et spectre de l'étoile de comparaison HD 73, de type spectral B_2 III.

TABLEAU 4.2

OBSERVATIONS DE QUELQUES ÉTOILES DE TYPE U GEM (1).

ÉTOILE	DATE	ÉTAT DE L'ÉTOILE	m^*	I 2430 000 +	D 2430 000 +	AUTEUR ET INSTRUMENT
RX And	Novembre 1953 (11 nuits)	(I)	11,9	< 4400	5122±	ZUCKERMANN (2)
SS Aur	Novembre 1953 (11 nuits)	(II)	12,6	4684,5	4697,2	»
	Novembre 1956 D + 3,4	(III)	»	5773,5	5779,2	ZUCKERMANN (4)
Z Cam	Novembre 1953 (8 nuits)	(I)	12,3	4673	4751	ZUCKERMANN (2)
	Novembre 1956 2435784,7	(I)	»	4731	4845	ZUCKERMANN
	2435785,7	(I)	»			(4)
AB Dra	Novembre 1953 (4 nuits)	(IV)	13,6	?	4693	ZUCKERMANN (2)
U Gem	Novembre 1956 D + 2,7	(III) nº 363	11,4	5774	5780	ZUCKERMANN (4)
	Mars 1957 2435912,4	(II) nº 364	»	5908±	?	ZUCKERMANN (5)
	2435913,4	»				
	Mars 1959 (5 nuits)	(II) nº 370	»	6648	6658,2	WALLERSTEIN (9)
TZ Per	Novembre 1953 2434693,6 2434695,55	(IV)	13,7	⩽ 4691	4698,5±	ZUCKERMANN (2)
SW UMa	Mars 1952 (4 nuits) 2434086 à 091		13,2	< 4086	4100±	WELLMANN (0)

(1) La signification de la magnitude m^* et des dates I et D est expliquée dans le texte, au début du chapitre IV. L'instrument utilisé est désigné par un chiffre entre parenthèses qui renvoie aux notes accompagnant le tableau 2.1.
(I) Palier.
(II) Maximum long.
(III) Maximum court.
(IV) Déclin.

relative de SS Cyg (comparée à une étoile déterminée) en fonction de l'inverse de la longueur d'onde, entre $1/\lambda = 2{,}0$ et 2,73, suggèrent une *estimation* de la discontinuité de BALMER, et une légère modification possible du tracé de la droite dont la pente détermine le gradient, pour 2 des spectres (QS_0 2900 et 2903, JJ 9072,5 et 9079,5).

2. COULEURS, GRADIENTS ET DISCONTINUITÉ DE BALMER.

Les résultats des mesures pour SS Cyg sont donnés sous forme de graphiques (4.3 (*a*) à 3 (*f*)) représentant les valeurs des gradients (visible et ultraviolet), de la discontinuité de Balmer, des couleurs B-V et U-B et de la magnitude V en fonction de l'époque comptée à partir des dates I 10.0 et D 10.0. Les observations faites au maximum ou au minimum d'éclat sont représentées à part. Un symbole différent est employé pour chaque explosion. La planche 1 montre l'évolution du spectre au cours du maximum d'août 1956. De haut en bas, les spectres ont été pris aux dates et phases du mouvement orbital indiquées dans le tableau 4.3, avec les temps de pose indiqués dans la dernière colonne de ce tableau. Les figures 4.1 et 4.2 reproduisent quelques enregistrements microphotométriques.

Le graphique 4.4 montre la position occupée par

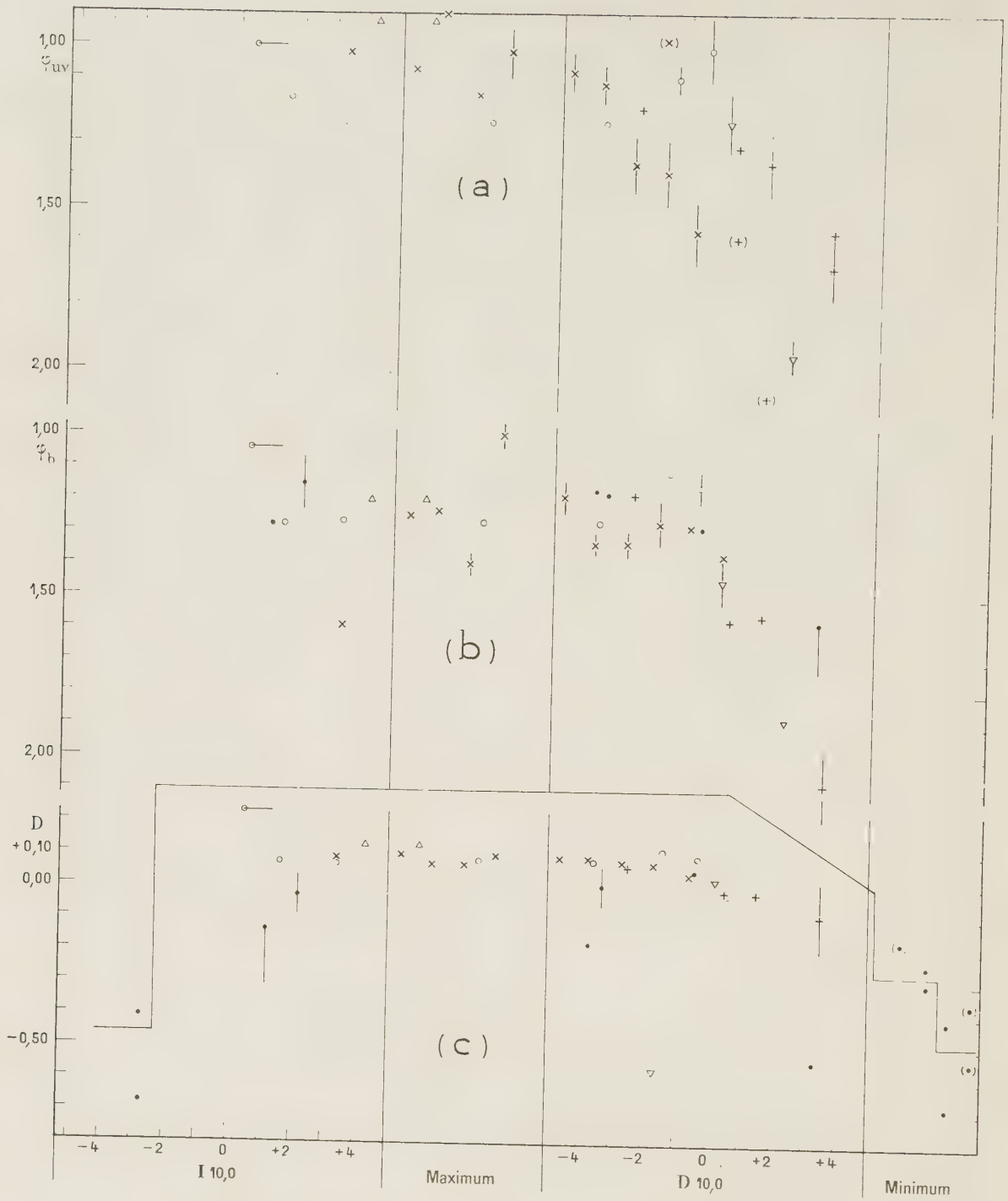

FIG. 4.3. — (*a*) à (*f*). Gradients, discontinuité de Balmer, magnitude en jaune (*m*), indices de couleur B — V et U — B de SS Cyg au cours d'une explosion.

On a noté les observations correspondant à toutes les explosions citées dans le tableau 4.1, avec les symboles indiqués dans ce tableau. Les observations faites au maximum ou au minimum d'éclat sont portées dans deux cadres à part. Pour les autres observations, l'abscisse est le temps exprimé en jours, compté à partir des époques I 10,0 (à gauche) ou D 10,0 (à droite), c'est-à-dire à partir des moments où la magnitude de l'étoile prend la valeur 10,0 respectivement sur la branche ascendante ou sur la branche descendante de la courbe de lumière.

Erratum : Dans le graphique (*c*), le triangle correspondant à D = — 0,56 est porté par erreur à l'abscisse D — 1,7 au lieu de D + 2,3.

SS Cyg au cours des explosions et entre les explosions dans le plan B-V, U-B. La magnitude V est indiquée en cote.

Sur les graphiques 4.3, on voit que le maximum court 416 observé par G. Grant et H. A. Abt a une couleur B-V systématiquement plus rouge d'environ 0,07 m que les autres explosions (1). Les gradients et la discontinuité de Balmer correspondant au déclin de l'explosion 423 ont des valeurs exceptionnelles (nous reviendrons sur ce point au chapitre V,2). Cela mis à part, les graphique 4.3 montrent une assez faible dispersion, ce qui justifie *a posteriori* le choix de l'abscisse. On peut distinguer deux espèces d'explosions, d'après les caractères du début de l'explosion.

1) Pour la première espèce (nos 281, 416, 422, 423, 431), on note une phase d'absorption intense, avec les raies de Balmer intenses et une grande discontinuité de Balmer en absorption. Cette phase se place au moment de la croissance rapide d'éclat, lorsque la magnitude V est environ 9 à 10, et elle est de très courte durée, probablement moins de 24 heures : l'intensité du spectre d'absorption a considérablement diminué lorsqu'est atteint le

(1) L'écart est trop grand pour être attribuable à l'emploi de filtres différents.

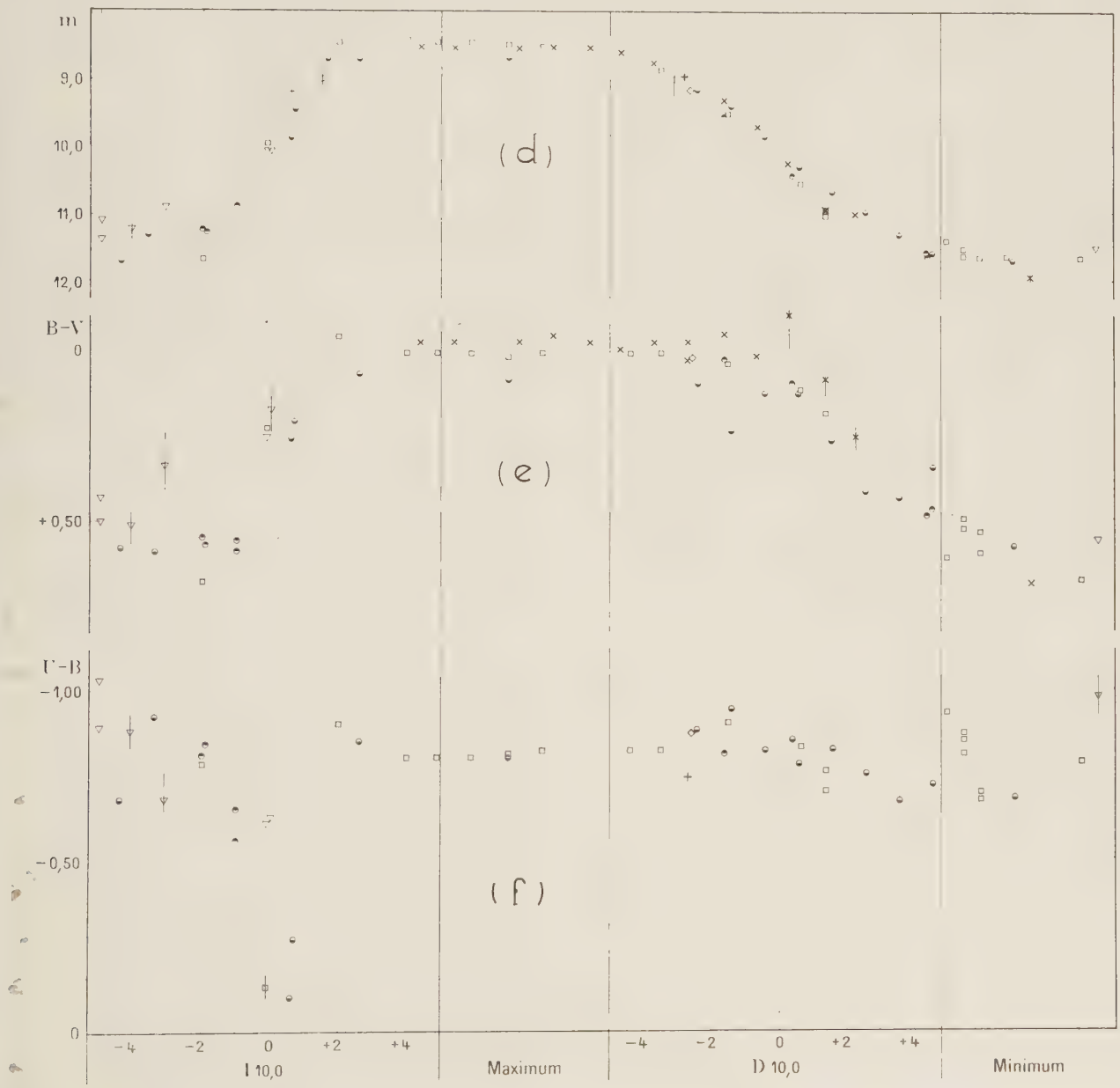

Fig. 4.3 — *d, e. f,*

maximum d'éclat. Les changements spectraux sont très rapides : par exemple, U-B varie de — 0,70 entre les dates I 10.0 et I 10.0 + 2 pour l'explosion nº 431. Il se peut que la discontinuité de Balmer et la couleur U-B atteignent des valeurs encore plus grandes que celles qui ont été observées : D = 0,23 et U-B = — 0,10.

2) Pour une deuxième espèce d'explosions (nos 302, 425), l'intensité de l'absorption est beaucoup moins grande : on n'observe pas de spectres d'absorption pure. Les raies de l'hydrogène présentent une émission centrale, U-B reste inférieur à — 0,60, la discontinuité de Balmer est en émission.

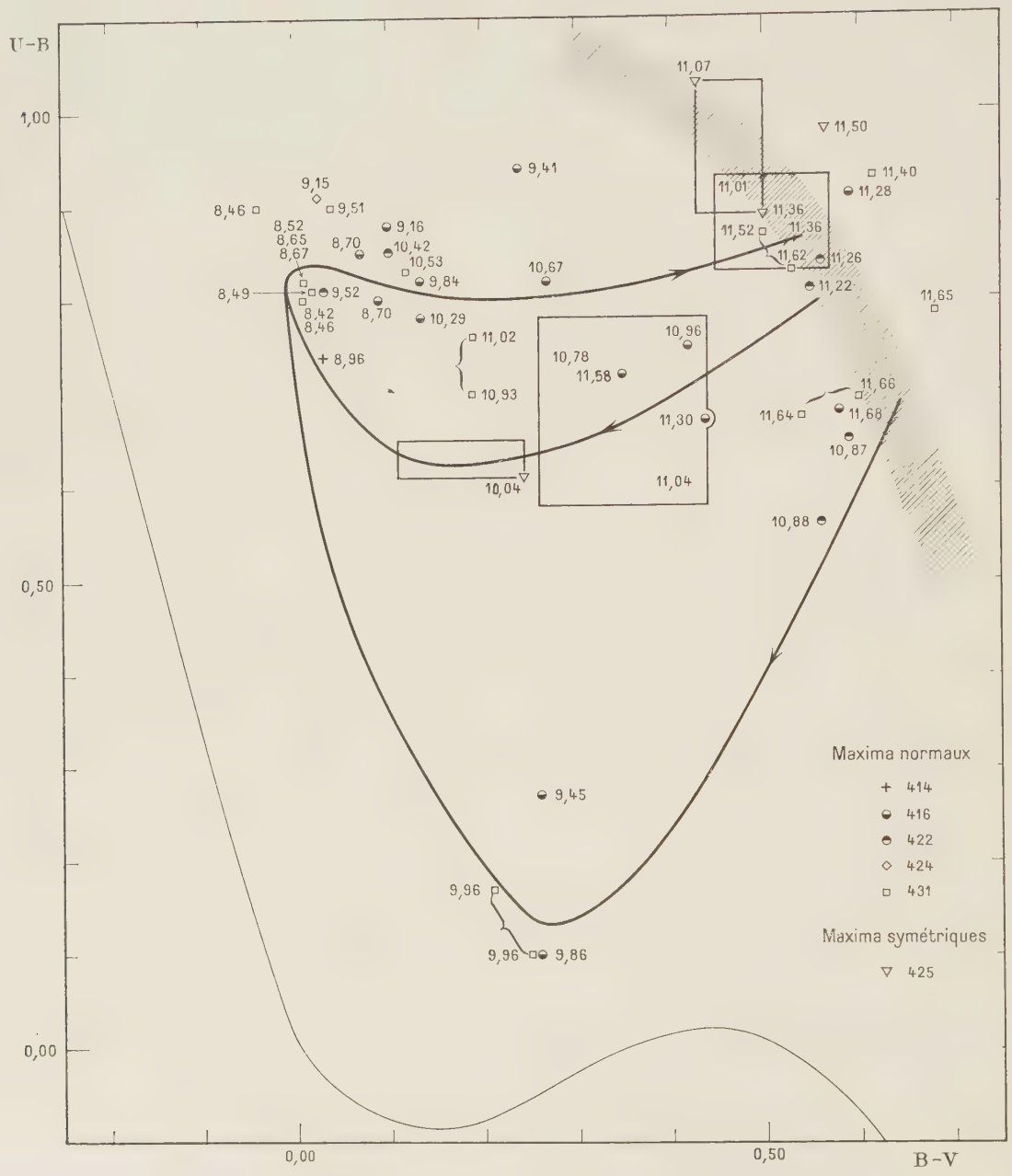

Fig. 4.4. — Évolution de SS Cyg au cours d'une explosion.

Les coordonnées sont les indices de couleur U-B, B-V. Les magnitudes jaunes V sont indiquées en cote. La série principale est représentée en trait fin. La zone hachurée représente la position de l'étoile entre les explosions, lorsqu'il y a émission d'un rayonnement d'intensité variable et de couleurs B-V = + 0,29, U-B = — 1,06.

L'évolution est différente pour les maxima normaux et pour le maximum symétrique de novembre 1956 (2 observations dispersées à l'intérieur des grands rectangles).

TABLEAU 4.3

DATES ET PHASES DU MOUVEMENT ORBITAL POUR LES OBSERVATIONS DE L'EXPLOSION 423 DE SS CYG (AOUT 1956)

DATE	JOUR JULIEN (1)	PHASE DU MOUVEMENT ORBITAL	TEMPS DE POSE (MINUTES)
—	—	—	—
16 au 17 août	2435702,544	2 h 48	80
» »	596	4 h 04	70
17 au 18 »	703,487	5 h 33	26
» »	573	0 h 58	40
» »	629	2 h 20	50
19 au 20 »	705,385	4 h 41	50
» »	420	5 h 32	45
» »	452	6 h 18	45
» »	484	0 h 24	45
» »	558	2 h 12	50
21 au 22 »	707,590	4 h 34	50
22 au 23 »	708,447	5 h 16	120

(1) La date indique le moment du milieu de l'observation.

En raison du caractère fragmentaire de toutes les observations faites jusqu'ici, deux points très importants restent insuffisamment connus :

1) La durée exacte de la phase pendant laquelle le spectre est un spectre d'absorption pure, pour les explosions de la première espèce. Les observations de 416 et 431 permettent seulement d'affirmer que cette durée est inférieure à 4 ou 2 jours, la comparaison des observations spectrographiques de l'explosion 423 avec les observations photoélectriques des explosions 416, 422, 431 nécessite l'interprétation des couleurs observées en V = 11,3/10,9/10,0 à l'aide d'un modèle (chap. V, 2). On peut seulement dire que les couleurs n'indiquent pas qu'un refoidissement *global* ait commencé 24 heures avant le moment où le spectre est analogue aux spectres du 16 août 1956.

2) Le développement des explosions de la seconde espèce. On ne peut affirmer que ces explosions ne présentent à aucun moment un spectre d'absorption pure : il est possible que ce phénomène se place à une époque qui n'a jamais été observée, *avant* que la magnitude visuelle n'ait atteint 10,0.

La distinction entre explosions de la 1re et de la 2me espèce se fait, en gros, d'après la vitesse de croissance d'éclat, et pas du tout d'après le caractère long ou court de l'explosion : les maxima de la première espèce sont les maxima à évolution initiale rapide (type A de CAMPBELL, vitesse de croissance supérieure à 1 magnitude par jour, vers $m_v = 10{,}0$) ; les maxima de la seconde espèce sont les maxima à évolution initiale lente (types C et D de CAMPBELL, vitesse de croissance d'éclat inférieure à 0,5 magnitude par jour). Le maximum 281, de vitesse de croissance intermédiaire et même plutôt faible (0,7 magnitude par jour, entre $m = 12{,}0$ et $m = 9{,}7$) se rattache à la première espèce. On ne sait pas s'il en est de même de tous les maxima de type B de CAMPBELL.

En se basant sur ses observations et celles de Miss W. P. FLEMING (1912) au début des maxima nos 7 et 65 (type A_8) vers les magnitudes 9 à 10 et 72 (type C_5) vers la magnitude 8, 6, F. HINDERER avait déjà remarqué la distinction entre 2 espèces d'explosions par la vitesse de croissance d'éclat ; mais il avait cru pouvoir affirmer que la *durée* des explosions et la magnitude au maximum intervenaient également, ce qui n'a pas été confirmé par les observations postérieures.

Il serait intéressant de savoir si la phase d'absorption intense existe également pour d'autres étoiles de type U Gem. Mais l'observation du tout début d'une explosion est particulièrement difficile, puisque ce phénomène est imprévisible. Aussi n'existe-t-il pas d'observations d'autres étoiles de type U Gem à cette époque, et on ne connaît pas de spectre d'absorption pure de ces étoiles (1).

La suite de l'évolution spectrale est la même pour toutes les explosions de SS Cyg. Au moment où est atteint le maximum d'éclat, la température de couleur du système s'est considérablement élevée : le gradient bleu correspond à un type spectral A, le gradient ultraviolet à un type spectral B. Les gradients et les couleurs restent sensiblement stationnaires pendant plusieurs jours pour les maxima longs. L'éclat commence à décroître avant que le spectre se modifie, puis le système retourne progressivement à l'état minimum.

L'évolution du spectre est assez analogue pour les autres étoiles de type U Gem (fig. 4.5 *a* à 5 *c*). Le spectre d'absorption faible au maximum d'éclat est souvent remplacé par un spectre complètement continu et l'émission peut reparaître très rapidement. Ici aussi le spectre semble rester inchangé pendant plusieurs jours (voir les couleurs B-V et U-B de AB Dra, SS Aur, U Gem, les spectres de P. WELLMANN pendant 4 jours) et l'éclat commence

(1) Les seules observations sont celles de ELVEY et BABCOCK (1943) : 3 jours avant le début d'un maximum long de U Gem (Époque I-3, V $\simeq$ 13,7) « les raies d'émission semblent considérablement plus faibles » ; peu après le début d'une explosion de Z Cam, le spectre montre 3 raies d'émission ; au voisinage du maximum d'éclat, pour la même explosion, il n'y a plus de raies d'émission, mais des raies très larges et diffuses en absorption.

à décroître avant que les autres caractéristiques se modifient. On note que AB Dra, SS Aur et U Gem ont, au moment du déclin, des variations de l'indice de couleur B-V plus rapides que celles de SS Cyg. Les variations de magnitude en jaune sont également plus rapides pour SS Aur et U Gem que pour le système composite SS Cyg : la vitesse de variation est à peu près la même (0,45 à 0,55 magnitude par jour) que celle de la magnitude visuelle de la composante bleue de SS Cyg, si la composante jaune avait une magnitude visuelle constante et égale à 12,65. Il y a une certaine dispersion dans les couleurs atteintes au maximum par différentes étoiles de type U Gem : plus précisément, il y a, comme on le sait, une corrélation entre la température atteinte et l'amplitude de la variation d'éclat, en ce sens que les étoiles ayant les plus grandes amplitudes atteignent les températures les plus élevées.

3. L'évolution des raies.

On sait qu'au minimum d'éclat le spectre des étoiles de type U Gem présente des raies d'émission très intenses et larges : raies de la série de Balmer de l'hydrogène jusqu'à H 9 ou H 10, de l'hélium neutre, quelquefois raie λ 4686 de l'hélium ionisé avec une intensité très variable. Au moment d'une explosion, l'émission disparaît et au maximum d'éclat le spectre est devenu continu ou présente des raies de l'hydrogène larges et diffuses en absorption, avec ou sans émission centrale.

Entre temps, dans le cas de SS Cyg, j'ai pu observer à l'époque I + 0,5 un spectre de raies d'absorption pure intenses de l'hydrogène et du calcium ionisé, et une légère absorption dans les raies de l'hélium neutre (v. planche 1 et figure 4.1) ([1]). Ces raies ont la particularité d'être relativement fines : on peut distinguer jusqu'à H 12. L'évolution est très rapide. Pour l'explosion n° 423, elle se résume ainsi :

Époque I — 0,4 (JJ 2435701,6) : l'étoile est encore près du minimum d'éclat ; deux observations de l'A. A. V. S. O. indiquent $m_v = 11{,}45$.

Époque I + 0,55 (JJ 2435702,55) : V ≃ 9,2.

Spectre d'absorption, décrit au début de ce paragraphe et reproduit sur la planche 1 et la figure 4.1. La discontinuité de Balmer est D = 0,23, l'intensité centrale des raies de Hγ et Hδ est d'environ 0,70, leur demi-largeur 28 Å et leur largeur équivalente 10 Å.

Époque I + 1,55 (JJ 2435703,55) : V ≃ 8,8.

L'intensité du spectre d'absorption a beaucoup diminué et les raies semblent élargies : en vérité, les ailes des raies sont identiques, l'intensité centrale des raies de Hγ et Hδ est d'environ 0,90, la demi-largeur 40 Å, la largeur équivalente 4 ou 5 Å. On distingue à peine H10. Les raies sont aplaties au centre, probablement par suite de la présence d'émission. La raie de l'hélium ionisé λ 4686, absente la veille, est présente en émission.

TABLEAU 4.4

Spectres de la nuit du 19 au 20 août 1956.

Phase	φ_b	D	Temps de pose
—	—	—	—
4 h 41	1,37	+ 0,060	50
5 h 32	1,28	+ 0,076	45
6 h 18	1,27	+ 0,080	45
0 h 25	1,22	+ 0,086	45
2 h 12	1,27	+ 0,068	50

([1]) Comme on l'a dit au début de ce chapitre, la date I est celle où l'étoile prend la magnitude visuelle 10,0 sur la branche ascendante de la courbe de lumière.

TABLEAU 4.5

Évolution de la raie λ 4686 de l'hélium ionisé.

N° du maximum	Apparition	Maximum d'intensité relative	Disparition
—	—	—	—
401	I + 3 ou auparavant	I + 8 ou 9	entre I + 13 et I + 14 (ou entre D — 0,7 et D + 0,3)
414	I + 6 ou auparavant		entre I + 9,3 et I + 10,3 (ou entre D + 0,5 et D + 1,5)
423	entre I + 0,5 et I + 1,5	I + 3,5 ± 1	entre I + 3,5 et I + 5,5 (ou entre D — 3,5 et D — 1,5)
425			entre D + 0,25 et D + 2,3
427	après I + 4,3		

Après le maximum d'éclat, l'intensité du spectre d'absorption décroît, les raies de l'hydrogène présentent une émission centrale qui va en s'intensifiant, les raies de l'hélium neutre commencent à apparaître en émission. En même temps apparaît en émission la raie de l'hélium ionisé λ 4686 (peut-être aussi λ 5411) qui atteint son maximum d'intensité relative plusieurs jours après le maximum d'éclat, puis disparaît. Le tableau 4.5 résume l'évolution de la raie λ 4686 pour cinq explosions, en fonction de l'époque.

Le graphique 4.6 montre les contours apparents

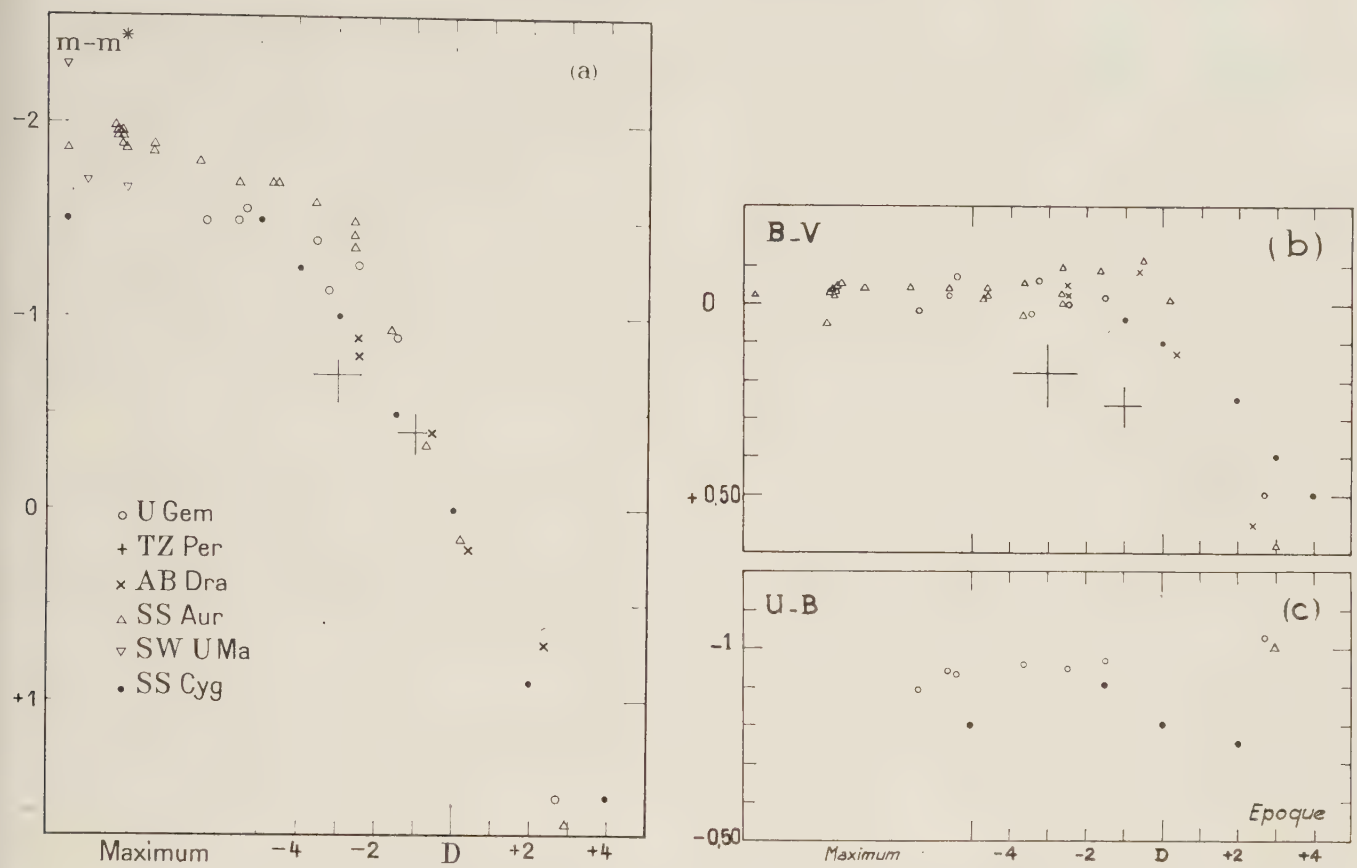

FIG. 4.5. — Variations de la magnitude en jaune et des indices de couleur au cours d'une explosion, pour quelques étoiles de type U Gem. L'abscisse est l'époque, définie au début du chapitre IV, la magnitude intermédiaire m^* est donnée pour chaque étoile dans le tableau 4.2.

des raies Hγ et Hδ au cours du maximum d'août 1956 (n° 423) et à la fin du maximum de novembre 1956 (n° 425). Les raies observées à l'époque I + 0,5 sont nettement moins larges que les raies d'émission présentes au minimum d'éclat (1). Il semble bien qu'elles sont dépourvues de toute émission centrale. Cependant, une émission résiduelle faible serait impossible à distinguer, dans les conditions de faible résolution où ont été pris les spectres.

L'intensité absolue du centre des raies ne reste pas constante, contrairement à ce qu'avaient suggéré ELVEY et BABCOCK (1943). P. WELLMANN (1952) a tiré la même conclusion de ses observations de SW UMa : l'aspect des raies est resté le même tandis que l'éclat baissait de 0,7 magnitude.

Mais jusqu'ici toutes les observations d'étoiles de type U Gem ont été faites avec une dispersion faible, qui laisserait inaperçue toute structure des raies (fente projetée suivant 4 Å ou davantage).

En prenant pour unité I = 100 pour le continu correspondant à la magnitude B = 12,0, on trouve pour intensités absolues du centre de Hγ :

Au minimum d'éclat : 110 (F. HINDERER, $m_v = 11{,}9$) ou 300 (ELVEY et BABCOCK, $m_v = 11{,}5$).

(1) La comparaison des largeurs des raies au maximum et au minimum d'éclat est difficile à l'aide des données actuellement disponibles, car les spectres de ELVEY et BABCOCK, HINDERER, M. BLOCH et M. C. ZUCKERMANN sont pris dans des conditions de résolution très différentes.

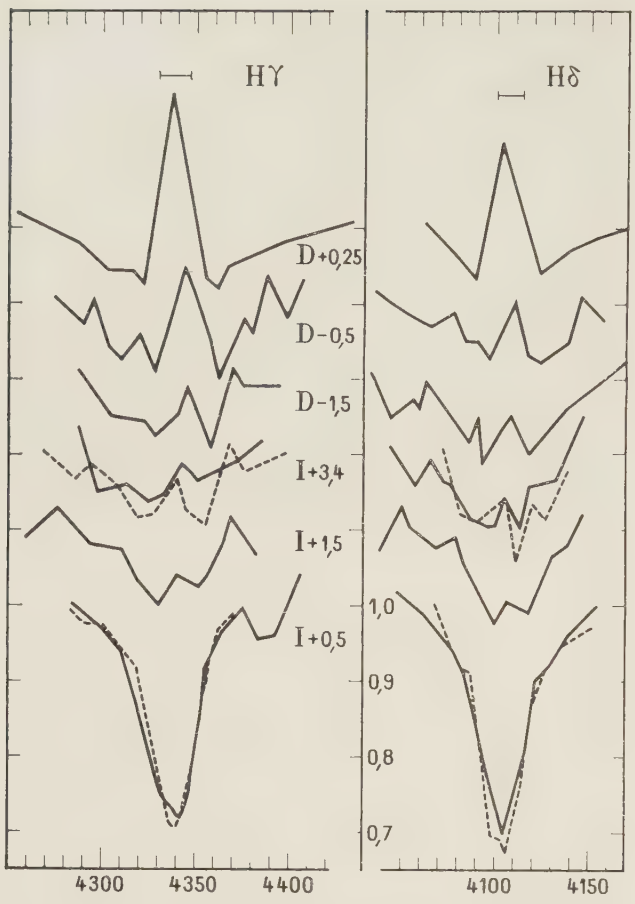

Fig. 4.6. — Profils de H_γ et H_δ, observés à diverses époques du maximum 423 et à l'époque D + 0,25 du maximum 425. La projection de la fente est indiquée en haut de la figure : 11 Å à H_γ, 8 Å à H_δ.

Sur la branche ascendante de la courbe de lumière : I $\leqslant$ 600 (raies d'absorption).

Au maximum d'éclat : 1500 à 2500 (émission centrale).

Déclin : $\geqslant$ 200 à 900 (émission centrale).

Les inégalités tiennent compte de la faible dispersion des spectres sur lesquels sont faites les mesures de contours apparents (projection de la fente : 11 Å à $H\gamma$).

La largeur équivalente des raies d'émission en unités absolues est d'un grand intérêt physique, mais assez mal déterminée sur les spectres à faible résolution actuellement disponibles. Le tableau 4.6 montre comment elle varie au cours d'une explosion. On voit qu'elle augmente d'un facteur voisin de 2 au cours de l'explosion.

Signalons la présence d'une émission vers λ 4635 à 4640 Å au moment du déclin de l'explosion 401 (époques D — 2,7 et D — 1,7) et vers λ 5015 à 5020 Å à la fin de l'explosion 425 (D + 0,25, D + 2,3). Ces raies pourraient être celles de N III (ou C III) et He I λ 5015.

4. Variations spectrales en fonction de la phase du mouvement orbital.

Au cours d'une explosion, nous avons vu que les mesures photélectriques ne montrent aucune variation systématique d'éclat en fonction de la phase du mouvement orbital.

J'ai essayé en vain de mettre en évidence des variations spectrales, pour l'explosion 423. On ne peut considérer les résultats comme définitifs : la résolution employée est trop faible pour une étude des raies spectrales ; les temps de pose sont assez grands (45 minutes, environ 1/9 de la période du mouvement orbital) ; la précision obtenue sur les

TABLEAU 4.6

Énergie absolue W émise dans les raies de l'hydrogène au cours d'une explosion (1)

Phase de l'explosion	Époque	V	Raie	$\frac{W}{W_{min}}$	N° explosion	Espèce
—	—	—	—	—	—	—
IV	I + 1,5	8,8	H_γ	> 1	423	1
V	I + 3,4	8,8	H_γ	$> 1,3$	423	1
VII	D — 0,4	9,6	H_β	$\geqslant 1,8$	423	3
			H_γ	$\geqslant 1,64$	423	3
VII	D — 0,4	9,7	H_γ	2,5	295	2
			H_δ	2,3	295	2
VII	D + 0,25	10,0	H_γ	1,3	425	2
			H_δ	1,3	425	2

(1) Dans la dernière colonne, le symbole 3 indique que les caractéristiques de cette phase de l'explosion semblent exceptionnelles. Les valeurs de V et des largeurs équivalentes de H_β, H_γ, H_δ, au minimum d'éclat sont données dans le tableau 5.1.

TABLEAU 4.7

Évolution du spectre de SS Cyg pendant une explosion

		Époque	V	φ_b	φ_{uv}	D	B — V	U — B	N°
I. Minimum d'éclat.									
Voir Chap. V,4. On adopte les valeurs ci-contre.			11.86	2.75	?	— 0.35	+ 0.70	— 0.54	
II. Début de la croissance d'éclat.									
Il est connu uniquement par des observations photoélectriques.									
1) Observations photoélectriques en V = 11.2 et 10.9. Cette phase dure environ 24 heures	1)	I — 2	11.28				+ 0.59	— 0.92	416
			11.26				+ 0.56	— 0.83	422
		I — 1	10.9				+ 0.59	— 0.60	422
2) Observations photoélectriques entre V = 11.5 et 10.9. Cette phase dure environ 3 jours. B — V commence à décroître, U — B à croître.	2)	I — 3	10.9				+ 0.30	— 0.65 ±	425
		Il y a une lacune de trois jours entre V = 10.9 et V = 10.0.							
III. Moment de la croissance d'éclat la plus rapide. $V = 10 \pm 1$.									
1) Spectre d'absorption intense, sans émission visible. Dure probablement moins de 24 heures (Époque I à I + 1). $\frac{dm}{dt} \simeq 2$ magnitudes par jour	1)	I + 0.5	9.2	1.04 ± 0.02	1.00 ± 0.01	+ 0.23 ± 0.01			423
V plus brillant que 10.0 sauf peut-être pour le N° 7 (1).		I à I + 1	10 à 9.45				+ 0.20 à + 0.26	— 0.10 à — 0.20	416 et 431
Les raies d'hydrogène semblent dépourvues d'émission et sont moins larges qu'à l'époque du minimum. Ca II en absorption intense. He I en absorption faible.									
2) Spectre d'absorption, avec émission centrale dans les raies de Balmer restant inférieure au continu. On a signalé He II en absorption (F. Hinderer, n° 302, époque I + 1.2).	2)	I	10				0.11 et 0.24	— 0.65 et — 0.61	425
		I + 1.2	9.6	1.28		$\leqslant -0.14$			302
Époque I à I + 2.	3)	En V $\simeq$ 9.9, le n° 281 présente absorption avec émission centrale inférieure au continu alors que trois jours plus tard (Époque I + 3.5, V $\simeq$ 8.6) il a un spectre d'absorption pure analogue à celui des maxima de première espèce.							

TABLEAU 4.7 *(suite)*

ÉPOQUE	V	φ_b	φ_{uv}	D	B — V	U — B	N°
—	—	—	—	—	—	—	—
IV. FIN DE LA MONTÉE.							
1) Époque I + 1. Spectre d'absorption moins intense qu'en III. Émission centrale dans les raies de Balmer.							
2) Époque I + 3 à I + 5. Affaiblissement de l'absorption.							
3) Spectre comparable à A_0-A_1 ; V = 8,6, spectre d'absorption pure, avec des largeurs équivalentes de 8 Å pour Hβ et Hγ.							N° 281
V. MAXIMUM D'ÉCLAT.							
1) Époque I + 1,5 ou plus tard B — V ≃ 0 U — B ≃ — 0,80 V ≃ 8,5 Raies de l'hydrogène larges en absorption faible jusqu'à H_{10} ou H_{11} ; Émission centrale faible ou absente. Ca II en absorption a disparu. He I quelquefois présente en absorption. D en absorption nette, mais moins grande qu'en III. Apparition de He II en émission.							
2) Époque I + 5 ou plus tard. Peu d'observations. Spectre probablement très analogue à celui des explosions de 1re espèce, avec peut-être une émission centrale plus prononcée et D plus faible en absorption.							
1)							
I + 1,5	8,8	1,28	1,16	0,075			423
I + 3,4	8,8	1,27	1,235	0,075			423
I + 4,3	8,4 ±	1,20	0,924	+ 0,129			427
				HeI nette en absorption			
VI. DÉBUT DU DÉCLIN. *V entre 8,5 et 9,5*							
He II présente et même renforcée si le maximum d'éclat a été de courte durée. L'éclat décroît lentement $\left(\frac{dm}{dt} < 0{,}25 \text{ m/jour}\right)$. Le spectre varie peu : B — V ≃ 0 ± 0,05 U — B a tendance à décroître de — 0,80 à — 0,90							
1) D entre 0,10 et 0,05. L'intensité absolue des raies Hγ et Hδ est environ deux fois plus grande qu'au minimum d'éclat.							
2) Émission centrale plus importante que pour la 1re espèce (atteint ou dépasse le continu). D ≃ 0 ou négative. Il y a peut-être des maxima secondaires (voir VII).							
1) D — 2,5		1,185 ± 0,005	1,195 ± 0,005	+ 0,063 ± 0,007			414
D — 2,7	8,96						
2) D — 3,7	8,8	1,17		— 0,18	+ 0,03	— 0,74	414 301

Tableau 4.7 *(suite)*

		Époque	V	φ_b	φ_{uv}	D	B — V	U — B	N°
VII. Déclin.									
Moment du déclin le plus rapide (V ≃ 10)									
$\frac{dm}{dt} \simeq 0{,}40$ à $0{,}50$ m/jour.	1)	D + 0,5	10,2	1,57	1,31 ou (1,59)	— 0,015			414
Disparition de He II (v. tableau 4.5 et fig. 5.1 et 5.2)				± 0,01		± 0,004			
Les changements spectraux deviennent rapides : φ_u et φ_b croissent, D décroît (généralement elle est encore en absorption).	2)	D + 0,25	10,0	1,45 ± 0,07	1,235 ± 0,09	+ 0,024 ± 0,03			425
	3)	D — 1,4	9,27	1,114	1,101 ± 0,035	+ 0,114 ± 0,005			423
B — V passe de 0 à 0,20 en trois jours. U — B stationnaire autour de — 0,80.		D — 0,4	9,6	1,16 ± 0,05	1,01 ± 0,10	+ 0,094			423
Il y a peut-être des maxima secondaires (n° 423).		D — 1,4	9,41				+ 0,24	— 0,94	416
		Si cette mesure est sûre, les mesures des jours suivants indiquent un faible maximum secondaire.							
VIII. Fin du déclin.									
Les températures de couleur décroissent rapidement, D réapparaît en émission. L'émission centrale dans les raies de Balmer dépasse le continu.	1)	D + 1,5	≃ 10,8	1,56	1,4 ±	— 0,02 ± 0,015			414
		D + 3,5		2,08 ±	1,68 ±	— 0,09			414
He II disparue.	2)	D + 2,3	≃ 10,5	1,88	1,95	— 0,564			425
He I en émission.				± 0,02	± 0,05	± 0,01			
B — V et U — B se rapprochent de leurs valeurs au minimum d'éclat.	3)	D + 2,3	10,75(2)				0,20(2)		447
		Les variations de V et B — V pour cette explosion sont plus lentes que pour les explosions de 1re espèce 416, 422, 431 observées à la même époque.							

(1) La date des observations de Miss Fleming est connue à 0,5 jour près. L'observation du 28 septembre 1897 = JJ 2414196 ± 0, 5 correspond à V compris entre 11,4 et 8,68.

(2) On a fait sur les données publiées par Pinto et Rosino les corrections ΔV = — 0,14 et Δ(B—V) = 0,04.

gradients pour *un seul* bon spectre est de l'ordre de 0,05 pour le gradient bleu et 0,08 pour le gradient ultraviolet.

Les cinq spectres pris dans la nuit du 19 au 20 août ne montrent aucune variation significative du gradient ultraviolet. Il y aurait une indication que φ_b et D varient en sens contraire (tableau 4.4), leurs extrema ayant lieu aux phases 4 h 40 et 0 h 25, c'est-à-dire un peu avant les conjonctions. Mais cette variation n'est pas confirmée par les deux spectres pris dans la nuit du 13 au 14 août 1955, aux phases 3 h 39 $\pm$ 0 h 30 et 4 h 38 $\pm$ 0 h 28.

Le tableau 4.7 résume l'ensemble des données d'observation sur les explosions. On y a distingué par 1) et 2) le comportement des maxima de 1re et seconde espèce. On y trouvera quelques valeurs typiques observées pour chacune des deux espèces de maxima. L'indication 3) distingue au contraire les valeurs qui paraissent exceptionnelles. La signification de l'« époque » a été définie au début de ce chapitre. Les gradients et indices de couleur sont tous ramenés aux systèmes définis dans le chapitre II.

Signalons que des mesures de polarisation au maximum d'éclat par R. P. Kraft [1] ont été négatives, ainsi que des mesures dans le domaine des ondes radio deux ou trois jours après le début d'une explosion (Denisse et ses collaborateurs, prévenus par l'A. A. V. S. O.).

Deuxième partie

ÉTUDE STATISTIQUE DE LA COURBE DE LUMIÈRE

5. Remarques sur la classification des maxima de SS Cyg.

Discussion de la classification proposée par Campbell

SS Cyg est l'une des étoiles variables les mieux observées visuellement par les amateurs. Nous disposons de moyennes journalières de la magnitude visuelle publiées par l'A. A. V. S. O. (American Association of Variable Star Observers) depuis 1896. On trouvera dans l'Appendice 3 la liste des 430 maxima observés de 1896 à 1957.

L'emploi de ces valeurs de la magnitude visuelle soulève deux objections. D'abord, elles forment un ensemble peu homogène : chacune est la moyenne d'observations de différents auteurs faites au cours d'un même intervalle de 24 heures ; les moments, le nombre d'observations et les observateurs diffèrent d'une nuit à l'autre, d'une année à l'autre. Il ne faut donc pas attacher de sens à des différences de magnitude de 0,1 ou même de 0,2 magnitude [2].

En second lieu, on peut s'interroger sur la signification même de la magnitude visuelle : les variations de magnitude visuelle sont un reflet très déformé des variations de magnitude totale (la distribution spectrale du rayonnement change radicalement au cours d'une explosion). On pourrait se demander jusqu'à quel point une classification des maxima reposant sur le seul aspect de la courbe de lumière *visuelle* présente une signification réelle. Ce qui précède répond à la question : grâce à la similitude de l'évolution spectrale des explosions de *même espèce*, l'étude des variations d'intensité lumineuse visuelle a une signification, même si l'existence d'un compagnon influe sur ces variations.

Considérons alors la classification proposée par L. Campbell, basée sur l'étude des courbes de lumière visuelle, en *magnitude* (1934). L. Campbell classe les explosions en quatre types (A à D) suivant la rapidité de croissance de l'éclat, puis chacun de ces types est subdivisé en quatre à dix classes suivant la *durée* du maximum (définie comme le temps pendant lequel l'étoile est plus brillante que $m = 10{,}0$).

L'étude faite aux paragraphes 2 et 3 de ce chapitre semble justifier le choix de la rapidité de croissance comme premier critère de classification puisqu'elle paraît associée à des phénomènes spectroscopiques ; il semble que seules les explosions à évolution initiale très rapide présentent un spectre d'absorption intense (et peut-être d'intensité différente pour les types A et B). Le choix de la *durée* du maximum comme second critère de classification semble naturel. Il met en évidence pour les types A, B et C une distinction tranchée entre les classes correspondant aux maxima courts et aux maxima longs.

Cependant les nombreuses subdivisions introduites par L. Campbell semblent avoir plus d'intérêt pratique que de signification physique. Par

[1] Cité dans *Ap. J.*, 1958, **127**, 632.

[2] Ainsi l'on doit juger suspectes les observations de magnitude exceptionnellement brillante ou exceptionnellement faible comme $m = 8{,}0$ ou 12,4 et 12,5.

exemple, si l'on prend comme second paramètre de classification l'énergie E émise dans le domaine visuel

$$E = \int_{\text{explosion}} (I_v(t) - I_{v\min})\, dt,$$

au lieu de la durée d de l'explosion ($m < 10{,}0$), on ne retrouve pas ces subdivisions : bien qu'il y ait une forte corrélation entre d et E, E varie énormément à l'intérieur d'une classe de CAMPBELL (jusqu'à 50 %) et plus que d'une classe à l'autre [1]. Seule subsiste la distinction entre maxima courts et maxima longs.

Une classification détaillée ne pourra être faite qu'à partir de critères spectroscopiques. En attendant des données plus complètes, on propose une classification simplifiée en sept groupes définis dans le tableau 4.8. Ce tableau donne pour chaque groupe : les classes de CAMPBELL correspondantes (colonne 2), les intervalles dans lesquels se trouvent comprises les valeurs de l'énergie lumineuse E émise au cours de l'explosion, de la durée d pendant

TABLEAU 4.8

NOUVELLE CLASSIFICATION DES MAXIMA DE SS CYG.

GROUPE	CLASSES DE CAMPBELL	CARACTÉRISTIQUES	$m_{\max}$	NOMBRE
I long	A_6 à A_{10} sauf 354 et 373 ; quelques B_3 et B_4 (146, 244, 248, 316, 430)	$247 \leqslant E \leqslant 465$ $12 \leqslant d \leqslant 18{,}3$ $1{,}26 \leqslant \frac{dm}{dt} \leqslant 4{,}8$	8,14 à 8,7	130 (31 %)
III long	B_3, B_4 (sauf quelques-uns) ; C_5, C_6, D_4, 331, 354, 373.	$276 \leqslant E \leqslant 411$ $13 \leqslant d \leqslant 21$ $\frac{dm}{dt} < 1{,}26$	8,1 à 8,7	52 (12 %)
II court	A_1 à A_5 sauf 353 et 414 ; quelques B_1 et B_2 (101, 207, 230, 429).	$82 \leqslant E \leqslant 229$ $5 \leqslant d \leqslant 11$ $1{,}26 \leqslant \frac{dm}{dt} < 8$	8,1 à 8,8	139 (33 %)
IV court	B_1, B_2 (sauf quelques-uns) ; 271 ? 414 ?	$69 \leqslant E \leqslant 200$ $6 \leqslant d \leqslant 9{,}4$ $0{,}8 \leqslant \frac{dm}{dt} \leqslant 1{,}26$	8,4 à 9,1	13 (3 %)
V court	C_2, C_3 sauf 413 ; C_4 sauf 331 ; D_2 sauf 94, 155, 246 ; N^{os} 93, 353.	$107 \leqslant E \leqslant 227$ $8 \leqslant d \leqslant 12{,}6$ $\frac{dm}{dt} < 0{,}8$	8,2 à 9,0	54 (13 %)
VI très court	C_1, D_1	$19 \leqslant E \leqslant 70$ $d \leqslant 5{,}6$ $\frac{dm}{dt}$ pas mesurable	9,3 à 10,2	25 (6 %)
VII 7 courts 2 longs	quelques C et D	Voir Appendice 3		9 (2 %)

laquelle la magnitude est inférieure à 10,0 (d est exprimée en jours), de la vitesse de croissance exprimée en magnitude par jour (colonne 3) et de la magnitude au maximum (colonne 4) ; enfin, la dernière colonne indique le nombre de maxima du groupe, observés parmi les maxima 1 à 430.

Au total, il y a deux groupes de maxima longs, quatre groupes de maxima courts et un groupe de maxima anormaux. Plus précisément, on distingue :

1° *deux groupes de maxima normaux (un de*

[1] Les valeurs de E sont données dans l'Appendice 3.

maxima longs et un de maxima courts). Ce sont les maxima à croissance rapide, correspondant en gros aux dix classes de CAMPBELL A_1 à A_{10}.

2° *un groupe de maxima longs à croissance lente* (*maxima symétriques longs*). La vitesse de croissance varie beaucoup d'un maximum à l'autre dans ce nouveau groupement. Cependant, la division en trois types B, C, D faite par CAMPBELL ne paraît pas s'imposer : il y a tous les intermédiaires entre les types B et C, et entre les types C et D.

3° *deux groupes de maxima courts à croissance lente* (*maxima symétriques courts*). Pour les maxima courts, il semble justifié de distinguer les maxima de type B de CAMPBELL à croissance assez rapide et les maxima de types C et D à croissance lente. Le premier de ces groupes (groupe IV) comprend seulement treize maxima.

4° *un groupe de maxima très courts*. Les maxima de ce groupe (types C_1 et D_1 de CAMBELL) *se séparent très nettement* des autres maxima symétriques courts, car ils sont à la fois plus courts et moins brillants : c'est là un fait qui n'a jamais été souligné. On peut même se demander si ces maxima correspondent à de vraies explosions ou s'ils ne pourraient pas êtres liés plutôt à la « dérivante lente ». Cette dernière hypothèse est exclue : il y a une coupure nette entre ces maxima très courts et les plus importantes oscillations de magnitude au minimum d'éclat, aussi bien d'après la forme générale que d'après les intensités maxima ou les durées pour lesquelles la magnitude est plus brillante que 11,0. Notons qu'aucun maximum de ce type relativement rare (une explosion sur 16) n'a été observé spectrographiquement ou photoélectriquement jusqu'ici.

5° Enfin, quelques maxima présentent la particularité d'avoir un *palier sur la branche ascendante de la courbe de lumière* (*groupe VII*). Ce phénomène est peut-être en relation avec l'existence du groupe des maxima très courts : le palier représenterait une explosion du groupe VI suivie immédiatement d'une autre explosion. Si l'on rejette cette interprétation des paliers, d'après leur vitesse de croissance entre le minimum d'éclat et $m = 10{,}0$, les maxima de ce groupe VII sont à rattacher aux groupes III et V.

Notons qu'il existe deux observations spectrographiques du début du maximum n° 302 [F. HINDERER, 1948], qui sont en accord avec l'interprétation du palier comme maximum, puisque le spectre d'absorption observé à l'époque I 10.0 a fait place à un spectre continu le lendemain. Les déclins des maxima 301 et 317 ont été observés par F. HINDERER (1948) et ELVEY et BABCOCK (1943).

La figure 4.8 montre la séparation d'après le paramètre E en maxima longs, maxima courts et maxima très courts.

L'étude de SS Cyg n'épuise pas la variété des phénomènes présentés par les étoiles de type U Gem. En effet, ces étoiles diffèrent suffisamment les unes des autres pour que l'on ait pu proposer de les classer en sept groupes, d'après l'étude de leurs courbes de lumière [M. PETIT, 1958].

Deux phénomènes principaux ne sont pas observés sur SS Cyg :

1° *Les paliers des étoiles de type Z Cam.* — L'étoile peut rester plusieurs mois à une magnitude intermédiaire entre la magnitude au minimum et la magnitude au maximum ; l'éclat, les couleurs, l'intensité et le nombre de raies de BALMER en émission varient de façon erratique. Généralement un palier commence pendant le déclin suivant une explosion et se termine par le retour au minimum d'éclat. Mais on a observé au moins une fois le contraire pour Z Cam (palier débutant après un minimum et se terminant par une explosion).

2° *Les supermaxima des étoiles de type SU UMa.* — *Aucun n'a été observé spectrographiquement* [1]. Ce sont des maxima ayant à la fois une durée et une amplitude beaucoup plus grandes que les autres maxima. L'énergie émise au cours d'une telle explosion est environ 15 fois plus grande que pour les autres explosions de la même étoile. Pour cinq étoiles de cycles moyens compris entre 14 et 31 jours, la période de récurrence des supermaxima est approximativement la même, voisine de 200 jours [2].

On ne sait pas actuellement quelles sont les différences physiques entre les diverses sortes d'explosions. Mais leur succession présente certaines particularités. Nous nous bornerons à quelques indications sur le cas de SS Cyg.

6. Lois de succession des maxima. Éléments de prévision.

Les divers groupes d'explosions de SS Cyg ne s'enchaînent pas tout à fait au hasard. On a souligné depuis longtemps la tendance frappante à *l'al-*

[1] La plus brillante des étoiles de ce type est visible dans l'hémisphère Sud, c'est VWHyi ($m = 8.8$ ou 9.8 à 13.6, période 31 jours). L'étoile singulière AY Lyr, dont le spectre au minimum est dépourvu de raies d'émission, est également de ce type.

[2] M. PETIT, 1960, *J. O.*, **43**, 36.

ternance des maxima courts et des maxima longs [KRUYTBOSCH, 1928 ; CAMPBELL and STERNE 1934]. Cette tendance se retrouve pour toutes les étoiles de type U Gem, elle est d'autant plus nette que la durée du cycle moyen est plus longue.

Plus précisément, L. MARTEL (1960) a montré que la succession du caractère long ou court des explosions de SS Cyg est une *chaîne simple de Markoff* : c'est-à-dire que la probabilité du caractère long ou court d'un maximum ne dépend que du caractère long ou court du maximum précédent.

Il semble en être de même de la succession du caractère normal ou symétrique et plus généralement de la succession des sept groupes définis au paragraphe précédent. On trouvera quelques compléments dans l'Appendice 3.

En pratique, il serait très utile de savoir prévoir la date de l'explosion suivante. Th. E. STERNE et L. CAMPBELL (1934) ont donné une formule permettant de prévoir la date I 10.0 d'une explosion, connaissant le cycle moyen, la date I 10.0, la durée et la magnitude au maximum de la dernière explosion. L'utilisation de certaines corrélations leur permet de ramener l'erreur quadratique moyenne de 15 à 12 jours, pour les maxima 1 à 266.

Il semble que la prévision de la date de l'explosion suivante ne puisse pas être sensiblement améliorée. Plaçons-nous dans le cas où l'on a le maximum de données : on connaît les dates I 10.0, D 10.0 et le groupe de l'explosion précédente ; de plus, on connaît la magnitude pendant les premiers jours du minimum.

En utilisant la date D 10.0 de l'explosion précédente (et non I 10.0 seulement) on ramène l'erreur quadratique moyenne de 16,3 jours (écart-type de la période p) à 14,7 (écart-type de la durée du minimum d').

En utilisant le groupe de l'explosion précédente, l'erreur est légèrement réduite dans le cas où l'explosion précédente est un maximum long. On trouve en effet les valeurs suivantes des moyennes et des écarts-types de d' :
minima suivant une explosion du groupe

I	$\overline{d'} = 44{,}7$ jours	$\sigma = 12{,}7$ jours
II	37,5	14,6
III ou VII long	42,4	13,6
IV, V ou VII court	39,3	14,9
VI	33,6	22,1

Enfin, l'utilisation de la magnitude au minimum pendant les premiers jours du minimum peut permettre une très légère amélioration, comme nous allons le voir au paragraphe suivant. Finalement, la date du début de l'explosion suivante peut être prévue au moyen des estimations indiquées avec les erreurs quadratiques suivantes :
explosion suivant une explosion du groupe

I estimation de d'	$\overline{d'_{\mathrm{I}}} = 44{,}7$ jours	$\sigma = 12{,}7$ jours
II	$\overline{F_{\mathrm{II}}}/I_B$	14,3
III ou VII long	$\overline{F_{\mathrm{III\ ou\ VII\ long}}}/I_B$	12,2
IV, V ou VII court	$\overline{F_{\mathrm{IV,\ V,\ ou\ VII\ court}}}/I_B$	13,8
VI	$\overline{F_{\mathrm{VI}}}/I_B$	16,9

où I_B est l'intensité de l'étoile bleue seule correspondant à la magnitude moyenne observée pendant les premiers jours du minimum d'éclat, lorsque la magnitude visuelle de la composante G est supposée égale à 12,65 ;

$\overline{F_J}$ est la moyenne des énergies émises pendant la durée du minimum par l'étoile bleue seule pour tous les minima suivant une explosion du groupe J. F et I_B seront définies avec précision dans le paragraphe suivant (1).

On notera que l'estimation $\dfrac{\overline{F_J}}{I_B}$ a un biais de l'ordre de 1 à 2 jours : la moyenne des estimations $\left(\dfrac{\overline{F_J}}{I_B}\right)$ est supérieure à la moyenne $\overline{d'_J}$.

7. ÉNERGIE ÉMISE ENTRE DEUX EXPLOSIONS.

L. CAMPBELL a remarqué une corrélation entre la durée d'un minimum, définie comme la durée d' pendant laquelle la magnitude visuelle est moins brillante que $m = 10{,}0$, et la magnitude moyenne pendant ce minimum. On observe un phénomène analogue pour Z Cam et SS Aur (2). Si on porte en abscisses la durée du minimum et en ordonnées la magnitude moyenne pendant ce minimum, on obtient un diagramme triangulaire (fig. 4.7) montrant qu'un minimum ne peut être de longue durée que si l'éclat moyen est faible. *Ainsi l'énergie rayonnée par le couple d'étoiles pendant le minimum a une limite supérieure au-delà de laquelle il se produit toujours une explosion.* Il est naturel d'imaginer que cette limitation affecte l'énergie émise entre deux explosions par la composante bleue seule. Pour définir avec précision cette énergie, nous rencontrons trois difficultés :

(1) On trouve les valeurs suivantes des moyennes F_J :

$\overline{F_{\mathrm{I}}} = 25{,}5.$
$\overline{F_{\mathrm{II}}} = 21{,}7.$
$\overline{F_{\mathrm{III\ ou\ VII\ long}}} = 27{,}7.$
$\overline{F_{\mathrm{IV,\ V\ ou\ VII\ court}}} = 24{,}6.$
$\overline{F_{\mathrm{VI}}} = 25{,}6.$

(2) M. PETIT, communication privée, 1960.

a) On ne connaît que l'énergie F émise dans le domaine visuel. Nous avons vu au chapitre III que les variations d'éclat de SS Cyg entre les explosions s'accompagnent d'importantes variations de couleurs. Mais les couleurs des deux composantes et la proportion de rayonnement supplémentaire sont trop incertaines pour que l'on puisse appliquer aux magnitudes visuelles observées une correction bolométrique ayant un sens.

b) Il est difficile de définir ce que nous devons appeler durée du minimum, ou, ce qui revient au même, durée de l'explosion. En principe, la durée de l'explosion est tout le temps pendant lequel l'étoile bleue est le siège d'une explosion ou d'une perturbation consécutive. Une définition naturelle est la durée d_2 pendant laquelle $m < m_{\min}$. Mais cette durée est difficile à déterminer (surtout en ce qui concerne la détermination de la fin du déclin) et de plus on constate que d_2 est un très mauvais paramètre de classification des explosions, car il ne permet pas de séparer les maxima longs et les maxima courts. On peut alors penser que la perturbation des sources d'énergie de l'étoile bleue cesse *avant* que l'éclat n'ait retrouvé sa valeur minima, parce qu'elles sont situées dans une région relativement profonde ; on devrait alors appeler durée de l'explosion la durée d_3 comprise entre le début de la croissance d'éclat et le commencement du déclin. Cette grandeur est encore plus difficile à déterminer que d_2. Faute de mieux, il semble donc acceptable d'utiliser la donnée d, durée pendant laquelle l'étoile est plus brillante que $m = 10{,}0$. Ce choix est justifié également de la façon suivante : si le choix de d_3 était préférable à celui de d, on trouverait en moyenne, avec les définitions adoptées d et d', des durées systématiquement trop grandes pour les minima précédant les explosions symétriques. Or les différences entre les durées moyennes des minima précédant des maxima normaux ou des maxima symétriques ne sont pas significatives et du reste pas dans le sens prévu.

c) On ne mesure pas l'énergie F émise par la composante bleue seule, mais l'énergie émise par le système composite. Pour en déduire F, il faut

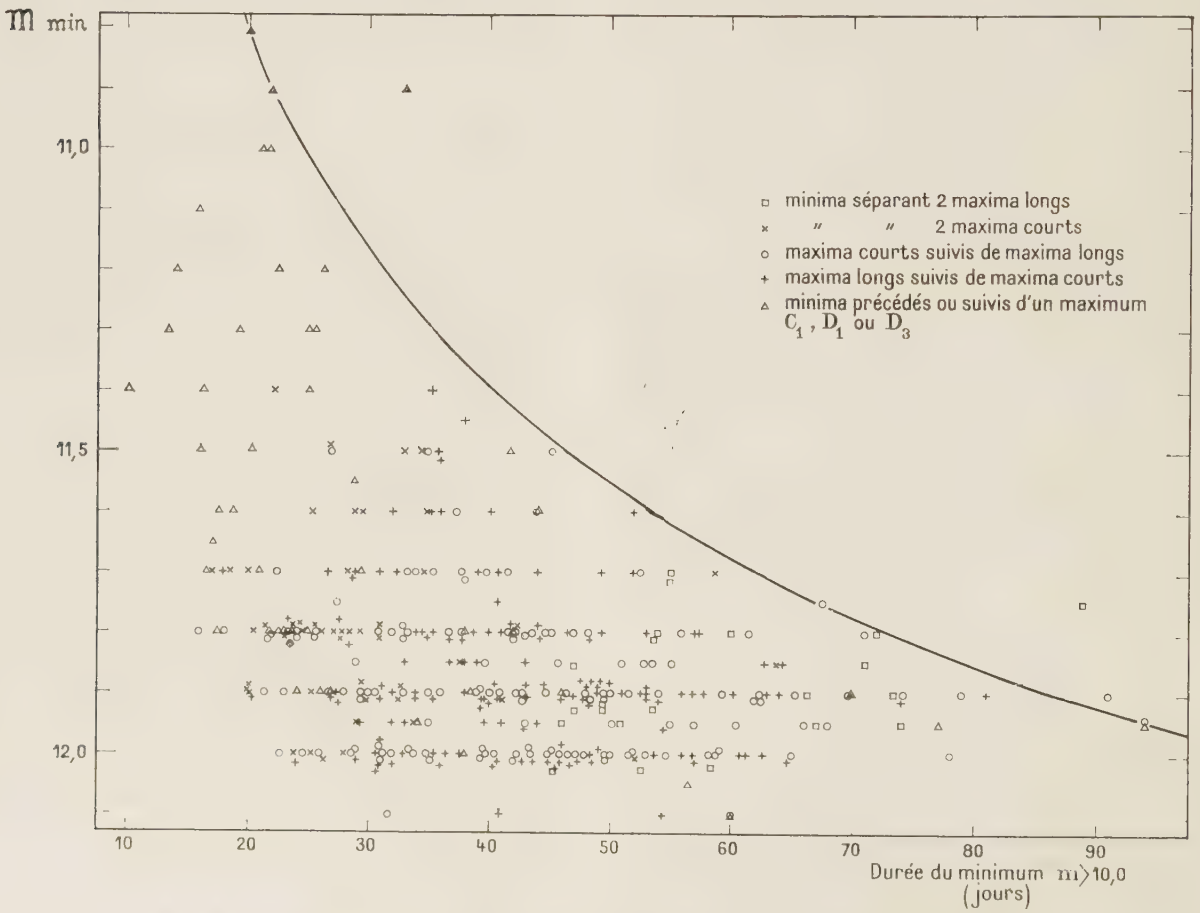

FIG. 4.7. — Corrélation entre la durée du minimum (durée pendant laquelle $m > 10{,}0$) et la magnitude moyenne pendant le minimum. La signification de la courbe est indiquée dans le texte.

faire des hypothèses sur la magnitude de la composante G. D'après l'aspect des raies d'absorption dans les spectres pris au minimum d'éclat, A. H. Joy a trouvé que les deux composantes ont approximativement même éclat visuel. Pour une magnitude globale $m_v = 11{,}9$, ceci conduit à attribuer à la composante G une magnitude d'environ 12,65. Nous allons trouver une confirmation de ce résultat obtenue de façon tout à fait indépendante.

Nous supposerons que la magnitude de la composante G est rigoureusement constante entre les explosions. Avec les réserves faites, l'énergie émise par l'étoile bleue entre deux explosions sera :

$$F = d' . I_B,$$

où d' est la durée pendant laquelle $m > 10{,}0$, exprimée en jours et I_B l'intensité de la composante bleue, fonction seulement de m_{min} observée et de m_G choisie, exprimée avec des unités telles que $I = 1$ correspond à la magnitude 12,0 (1). Sur le graphique 4.7, on peut tracer les courbes $F = c^{te}$ dans diverses hypothèses sur m_G. On trouve que l'ensemble des points observés, à l'exception des minima suivant les explosions 92 et 254, est très bien représenté par la condition $F < 48$ avec $m_G = 12{,}65$. Aucune autre valeur de m_G ne permet une aussi bonne représentation de l'aspect triangulaire du diagramme. On le voit particulièrement bien dans un diagramme en coordonnées logarithmiques ($\log_{10} d'$, $12{,}0 - m_B$) dans lequel les courbes $F = c^{te}$ correspondant à une valeur déterminée m_G^0 de m_G sont des droites, tandis que les courbes $F = c^{te}$ correspondant à des valeurs différentes de m_G sont des courbes, dont la concavité est tournée vers le haut ou vers le bas suivant que l'on prend m_G inférieur ou supérieur à m_G^0.

L'étude que nous avons faite conduit aux deux conclusions suivantes :

1° la magnitude visuelle de la composante jaune de SS Cyg entre les explosions est

$$m_G = 12{,}65 \pm 0{,}10 ;$$

2° entre deux explosions, l'étoile bleue émet dans le domaine visuel une quantité d'énergie F au plus égale à 48 (unités : énergie émise pendant un jour dans le domaine visuel par l'étoile supposée de magnitude $m_v = 12{,}0$).

(1) I_B a été calculé au moyen d'une table de passage de $m_G - m_{min}$ à $m_G - m_B$ (Vandekerkhove, Étude au sujet des magnitudes résultantes, *Bull. Astron. de l'Obs. Roy. de Belgique* à Uccle, 1943, **3**, n° 7, pp. 218-226) puis au moyen d'une table de passage des magnitudes $12{,}0 - m_B$ aux intensités.

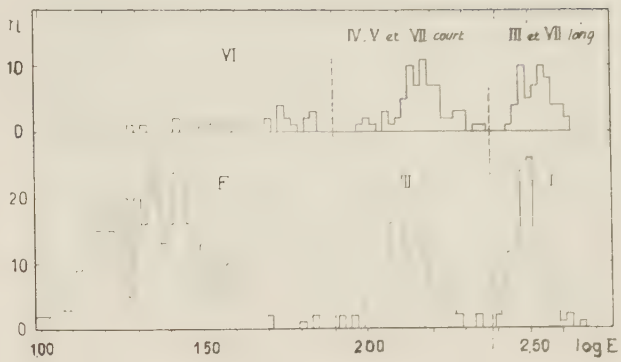

Fig. 4.8. — Distribution de l'énergie totale F émise entre 2 explosions par la composante bleue seule, et de l'énergie E émise au cours d'une explosion, pour différents groupes d'explosions. E est définie dans le paragraphe 5.

La distribution de log F pour tous les minima observés de 1896 à 1957 est représentée sur la figure 4.8, dans l'hypothèse où $m_G = 12{,}65$. On voit que cette distribution est très étalée et présente une certaine *dissymétrie*, ce qui permet d'accepter les deux conclusions précédentes malgré l'incertitude des données.

8. Relation entre les explosions et l'activité au minimum de SS Cyg.

Il serait très important de savoir s'il existe ou non une relation entre l'activité au minimum et les explosions de SS Cyg. Différents faits suggèrent des réponses contradictoires.

a) *Il existe une corrélation entre la durée d'un minimum et la magnitude moyenne pendant ce minimum*, comme nous l'avons vu au paragraphe 7. Ceci montre une relation certaine entre une forme de l'activité de l'étoile au minimum d'éclat et les explosions.

b) *L'amplitude moyenne des fluctuations rapides, mesurée en intensité absolue, n'est pas sensiblement modifiée au cours d'une explosion.*

L'amplitude des fluctuations est restée sensiblement la même pendant toute la durée du maximum symétrique long observé par G. Grant en septembre 1955 [G. Grant, 1955]. Pendant le maximum long d'août 1957, elle est devenue à peine plus grande que pendant le minimum suivant. Ceci montrerait l'indépendance des fluctuations rapides et des explosions.

Mais cette conclusion ne peut être donnée avec certitude car les observations des fluctuations rapides au maximum ne portent que sur l'amplitude de ces fluctuations : les indices de couleur, les fré-

quences, l'autocorrélogramme n'ont pas été étudiés (en raison des difficultés que présente l'observation de phénomènes aussi petits en échelle *relative*). Il n'est pas démontré qu'il s'agisse exactement du même phénomène pendant les explosions et entre les explosions.

A ce propos, rappelons que les fluctuations lumineuses observées en 1956 *au début d'une explosion* avaient une composante périodique, absente dans les fluctuations observées en 1957 durant le minimum d'éclat. Il est tentant de supposer que cette différence est en rapport avec le début de l'explosion. Mais de nouvelles observations ne semblent pas confirmer ce point de vue (1).

On peut voir dans ces réponses divergentes une confirmation de l'hypothèse avancée à plusieurs reprises dans le chapitre III, à savoir que l'activité de SS Cyg au minimum est un phénomène complexe résultant de la superposition de deux phénomènes :

— une activité rapide ($\Delta m \simeq 0{,}3$ magnitude en quelques minutes) sans rapport direct avec les explosions.

— une activité beaucoup plus lente (« dérivante ») ayant une relation avec les explosions.

CHAPITRE V

INTERPRÉTATION DES OBSERVATIONS

Nous avons vu que les étoiles de type U Gem sont le siège de phénomènes complexes et divers : outre le phénomène spectaculaire d'explosion, il y a des fluctuations lumineuses ; de plus ces fluctuations sont de deux espèces au moins et n'ont pas un caractère stationnaire. Il nous faut maintenant chercher une interprétation au moins qualitative des observations. On ne peut espérer obtenir un modèle définitif en l'absence d'une étude *dynamique* des systèmes composant ces étoiles : or beaucoup de données manquent (vitesses radiales, profils des raies) pour une telle étude qui s'annonce terriblement complexe. Du moins peut-on obtenir une image beaucoup plus proche de la réalité que les modèles de Hinderer et Gorbatskij qui ignoraient la nature double de ces étoiles.

Nous essaierons d'abord de préciser les caractéristiques du système SS Cyg entre les explosions : il nous faudra critiquer les données d'observation de façon à éliminer l'influence variable des fluctuations rapides et de la dérivante. Puis nous essaierons d'interpréter chaque phase de l'explosion, telle qu'elle est résumée dans le tableau 4.7. Nous serons alors en mesure de faire des hypothèses sur l'origine du rayonnement supplémentaire (fluctuations rapides et dérivante). Enfin nous discuterons les résultats obtenus et les comparerons aux modèles proposés pour DQ Her, AE Aqr, T Cr B.

1. État minimum de l'étoile.

Nous avons vu que l'éclat du système SS Cyg est constamment variable entre deux explosions. Il serait intéressant de savoir quel est le minimum d'éclat qu'il peut atteindre. D'après ce que l'on a vu au chapitre III, l'éclat sera alors minimum *simultanément* dans toute la bande de longueurs d'onde usuellement observée (λ 3200 à 6000 Å).

Nous appelerons état minimum du système l'état du système lorsque la dérivante et l'activité sont simultanément minima, et rayonnement supplémentaire le rayonnement qui s'ajoute, avec une intensité variable, au rayonnement minimum.

Il n'est pas certain que l'état minimum ait jamais été observé. Il est clair que la présence d'un rayonnement supplémentaire d'intensité variable fausse toutes les estimations des caractéristiques de l'étoile double entre deux explosions : gradients, couleurs, largeurs équivalentes des raies. Les données d'observation doivent donc être sévèrement discutées.

A. Données d'observation de SS Cyg entre les explosions.

Parmi toutes les mesures photoélectriques de divers auteurs, les plus faibles éclats sont ceux observés dans la nuit du 22 au 23 septembre 1957 :

V = 11,86.
B = 12,46,
U = 11,94 (2).

Les spectres pris à la suite de ces observations le 23 septembre au matin montrent : raies de l'hydrogène en émission, visibles jusqu'à H10 ou peut-être H11 ; He I 4471 et K en émission, beau-

(1) Les observations de Pinto et Rosino (1959) montrent l'existence d'une composante périodique *au minimum d'éclat*. La période est *variable* d'une nuit à l'autre, entre 13 et 40 minutes.

(2) Ces valeurs sont rapportées aux mesures des étoiles de comparaison du tableau 2.2.

coup moins intenses que Hγ ; la raie λ 4686 de He II est *absente*. Ces spectres ne permettent malheureusement pas de mesurer les gradients et la discontinuité de Balmer.

Le gradient dans le bleu a été mesuré par F. Hinderer : $\varphi_b = 2{,}64$ ou 2,81 en même temps que D $\simeq$ — 0,30 ou — 0,68 respectivement (estimations faites comme il a été expliqué au chap. IV) et qu'une magnitude visuelle d'après l'AAVSO de 11,8 ou 11,9 (JJ 2429110,49 et 9116,48). Gorbatskij (1952) donne sans aucune référence D = — 0,875.

Il n'existe aucune mesure du gradient ultraviolet.

Les largeurs équivalentes de H_β, H_γ, H_δ, mesurées par F. Hinderer en JJ 2429 116,48 ($m_v = 11{,}9$) sont 34, 33 et 24 Å.

Les valeurs données par Elvey et Babcock sont nettement supérieures (35, 52 et 37 Å), surtout si l'on se place dans une échelle absolue, car elles sont mesurées alors que $m_v = 11{,}5$. Les mesures récentes de Greenstein (1960) montrent que les largeurs équivalentes sont variables entre 16 et 44 Å pour H_δ, 23 et 46 Å pour H_γ. Seules les mesures de Hinderer correspondent peut-être à l'état minimum du système.

En ce qui concerne l'intensité relative des deux composantes, Greenstein (1960) déduit de l'aspect des raies d'absorption de Ca I une magnitude + 0,7 en moyenne pour l'étoile jaune par rapport au continu bleu variable, dû à la composante chaude et au rayonnement supplémentaire d'intensité variable.

B. *Données caractérisant l'état minimum de SS Cyg.*

Les données du paragraphe A ne caractérisent pas nécessairement l'état minimum au sens où il a été défini précédemment. L'addition de rayonnement supplémentaire de couleurs B — V = + 0,29, U — B = — 1,06 a les conséquences suivantes :

1) V, B — V, U — B peuvent être trop brillants. Leurs variations sont données dans le tableau 3.4 et représentées sur la figure 4.4.

2) Les largeurs équivalentes des raies peuvent être modifiées, mais on ne sait pas de quelle manière. On préférera les mesures de F. Hinderer faites lorsque l'éclat est faible $m_v = 11{,}9$.

3) Les valeurs observées du gradient bleu sont différentes de la valeur correspondant à l'état minimum : l'addition de rayonnement supplémentaire de couleur B — V = 0,29 diminue le gradient résultant, pourvu que la couleur B — V du rayonnement supplémentaire ne diffère pas trop de la couleur du continu (contribution due aux raies inférieure à 0,40 magnitude).

4) Il y a lieu de croire que l'addition de rayonnement supplémentaire augmente l'émission dans la discontinuité de Balmer D ; mais cela est incertain, car l'indice de couleur U — B n'est pas représentatif de D, puisqu'il est également très sensible aux températures de couleur des continus bleu et ultraviolet.

D'après la discussion qui précède, d'après les résultats des mesures de vitesses radiales faites par A. H. Joy (1956) et d'après la conclusion du paragraphe 4.7 sur la magnitude visuelle de la composante froide de SS Cyg, nous résumons dans le tableau (5.1) les données concernant l'état minimum de SS Cyg.

TABLEAU 5.1

1) L'étoile est double. Une composante est une sous-naine chaude, l'autre est d'un type voisin de G_5. L'excentricité est faible, la période est 0,276244 jour ; elle n'a pas varié appréciablement pendant 14 ans.

2) Les raies d'émission de l'hydrogène se forment principalement dans une région associée à la composante bleue et qui tourne avec elle.

3) $\mathfrak{M}_1 \sin^3 i = 0{,}20\ \odot$ (L'indice 1 désigne la composante froide).

4) $a_1 \sin i = 437000$ Km.

5) Le rapport des masses est 0,9, la composante froide étant la plus massive.

6) On n'observe pas d'éclipses.

7) La magnitude visuelle apparente de l'étoile G est $m_v = 12{,}65 \pm 0{,}10$.

En tenant compte de la différence entre les magnitudes visuelles et les magnitudes jaunes photoélectriques (v. chap. III, § 3, A), on en déduit

$$V_1 = 12{,}50 \pm 0{,}10.$$

8) Pour le système composite dans l'état minimum, on a

V = 11,86
B—V = + 0,70
U—B = — 0,54
$\varphi_b = 2{,}75 \pm 0{,}10$
D = — 0,35 (peut être plus grande en émission).

Les largeurs équivalentes pour H_β, H_γ, H_δ sont 34, 33 et 24 Å respectivement.

C. *Discussion du modèle proposé par* Joy et Eggen.

Aux résultats des mesures de Joy (1 à 7 du tableau 5.1), A. H. Joy (1956) et Eggen (1959) ajoutent des hypothèses qui sont essentiellement :

1) La composante G appartient à la série principale. On en déduit sa luminosité absolue

($M_{1v} = + 5{,}5$), son rayon, sa masse, d'où l'angle i et les dimensions du système.

2) Il n'y a pas de rayonnement continu appréciable dû à une enveloppe ou à un anneau lumineux. Cette hypothèse jointe à la condition 7 du tableau 5.1 entraîne $M_{1v} \simeq M_{2v} = + 5{,}5$.

On ne peut admettre ces deux hypothèses sans modification. Les mesures de parallaxes trigonométriques ou hypothétiques des étoiles de type U Gem et en particulier de SS Cyg [K. A. Strand, 1948] conduisent à des magnitudes visuelles absolues nettement moins lumineuses, de l'ordre de + 9 à + 10 magnitude. Placer les deux composantes de SS Cyg parmi les naines blanches soulèverait plusieurs difficultés : on ne connaît pas d'étoile G de magnitude absolue comprise entre 6,5 et 14,0 ; l'étoile bleue doit être suffisamment lumineuse pour exciter l'enveloppe qui produit les raies d'émission observées, etc.... Mais il serait possible d'attribuer à l'étoile G la magnitude absolue + 6,5 au lieu de + 5,5 si on la considèrait comme une sous-naine.

D'autre part, un système formé de deux composantes de types B et G_5V de même éclat visuel ne peut avoir les couleurs B—V et U—B observées au minimum d'éclat que s'il est considérablement rougi : il faudrait un excès de couleur E(B-V) de l'ordre de 0,70 magnitude. Cette éventualité est exclue. Il faut donc supposer ou bien que la luminosité relative de l'étoile bleue dans le système est très faible, ou bien que la composante G a des couleurs très différentes de celles d'une étoile G_5 de la série principale, ou bien qu'une enveloppe relativement froide fournit une fraction importante du rayonnement continu visible. L'hypothèse d'un rougissement faible E(B—V) $\simeq$ 0,30 sera discutée (voir paragraphe E).

D. *Modèle pour SS Cyg dans l'état minimum.*

Nous nous représentons le système comme essentiellement formé d'une composante de type G_5 et d'une sous-naine bleue entourée d'une enveloppe où se forment les raies d'émission de l'helium et de l'hydrogène. Nous ignorerons la présence possible d'une enveloppe circumstellaire (cette question sera reprise au paragraphe 2) : le rayonnement de cette enveloppe est beaucoup trop mal connu et en tout cas négligeable aussi bien dans les raies que dans le continu. L'enveloppe de l'étoile G n'est pas beaucoup mieux connue [Greenstein, 1960] : nous en tiendrons compte de façon seulement qualitative par l'hypothèse 6.

Nous ferons les hypothèses suivantes:

1) *Faute d'informations, nous supposerons comme* Eggen *que la masse de la composante jaune est* 1 $\odot$. Cette hypothèse est acceptable même si G est très sous-lumineuse. D'ailleurs, il est peu probable que sa masse soit très supérieure à 1 $\odot$ et l'absence d'éclipses impose $\mathfrak{M}_1 > 0{,}44$ $\odot$ ou même $\mathfrak{M}_1 > 0{,}6$ $\odot$ si l'enveloppe de la composante B est très lumineuse. Avec $\mathfrak{M}_1 = 1$ $\odot$, l'angle i vaut 36° (sin $i = 0{,}585$) et les dimensions du système sont $a_1 = 7{,}5.10^{10}$, $a_2 = 7{,}9.10^{10}$ cm. Le volume de Lagrange Σ_2 entourant l'étoile bleue a pour demi-axes :

$$a \simeq a_1 = 7{,}5.10^{10} \text{ cm},$$
$$b = 0{,}92\, a_1 \quad \text{et} \quad c = 0{,}88\, a_1,$$

[Kuiper et J. R. Johnson, 1956, *Ap. J.*, **123**, 90] d'où le volume

$$v_2 = \frac{4}{3}\pi abc = 1{,}4.10^{33} \text{ cm}^3.$$

Notons que les dimensions linéaires du système varient comme la racine cubique de la masse choisie : le volume v_2 est donc connu à un facteur certainement inférieur à 2 près.

2) *Nous supposerons sphérique l'enveloppe de la composante B.*

En effet, la vitesse de turbulence indiquée par la demi-largeur des raies ($v = \pm$ 600 Km/s) est supérieure à la vitesse du mouvement orbital : $v \sin i = 150$ Km/s ou $v = 260$ Km/s avec l'hypothèse 1) : on ne se trouve donc pas dans le cas étudié par Prendergast (1960) d'un anneau.

De plus nous supposerons la densité et la température électroniques constantes dans l'enveloppe.

Enfin, il est naturel de supposer que cette enveloppe remplit complètement le volume de La-

TABLEAU 5.2

Caractéristiques d'une enveloppe rayonnant par recombinaisons et transitions free-free.

T_e en 10^4 °K	φ_b	φ_{uv}	D	$(B\text{-}V)_{cont}$	$(U\text{-}B)_{cont}$
0,7	3,38	3,075	— 1,77	+ 1,04	— 3,54
1	2,76	2,46	— 1,31	+ 0,74	— 2,9
1,2	2.53	2.22	— 1,13		
1,5	2,28	1,98	— 0,935	+ 0,51	— 2,3
2,0	2,04	1,74	— 0,72	+ 0,39	— 1,9
2,5	1,90	1,595	— 0,60		
3,0	1,805	1,50	— 0,51	+ 0,27	— 1,2
3,5	1,74	1,43	— 0,43		
4,0	1,685	1,38	— 0,38		

GRANGE Σ_2. Nous appellerons (ω) la zone ionisée de l'enveloppe.

3) *Nous supposerons que le volume* (ω) *est ionisé uniquement par le rayonnement de l'étoile bleue, et rayonne par recombinaisons et transitions free-free.*

Les caractéristiques d'une telle enveloppe sont données dans le tableau 5.2. Les calculs sont expliqués dans l'Appendice 4.

On vérifie en effet que le rôle des collisions est négligeable et que l'enveloppe est peu opaque dans les raies de BALMER.

4) *Nous supposerons l'enveloppe* Σ_2 *transparente dans les continus de* PASCHEN *et* BALMER. Cette hypothèse fondamentale sera justifiée ultérieurement.

5) Pour la composante bleue, on supposera que la relation entre température effective, températures de couleur (gradients), discontinuité de BALMER et indices de couleur B—V et U—B est la même que pour une étoile de la série principale. Le tableau 5.3 indique également les caractéristiques de deux sous-naines chaudes. La dernière ligne indique la correction bolométrique d'après KUIPER, 1938, *Ap. J.*, **88**, 449. La température effective est donnée d'après HYNEK, *Astrophysics*, 1951.

TABLEAU 5.3

CARACTÉRISTIQUES D'UNE ÉTOILE DE LA SÉRIE PRINCIPALE

T_2 (en 10^4 deg. K) SPECTRE	1,3 B_8 V	1,5 $B_{5\text{-}6}$ V	1,8 B_3 V	2,0 B_2 V	2,5 B_0 V	> 3,0 sdO BD 28°4211	> 3,0 BD 75°325
—	—	—	—	—	—	—	—
φ_b	0,88	0,79	0,72	0,70	0,70	0,63	0,62
φ_{uv}			0,78		0,60	0,48	0,39
D	0,38	0,30	0,21	0,14	0,08	~ 0	~ 0
B—V	— 0,10	— 0,15	— 0,20	— 0,24	— 0,30	— 0,34	
U—B	— 0,30	— 0,53	— 0,71	— 0,86	— 1,13	— 1,26	
C. B.	1,18	1,51	1,94	2,18	2,69		

6) Pour la composante froide, nous ne fixerons pas la température effective proposée par JOY, $T_1 = 5500°$. Avec cette température, si l'étoile remplissait son volume de Lagrange Σ_1, elle aurait une magnitude visuelle absolue $M_{1v} = 4{,}7$ (on aurait $M_{1v} = 5{,}3$ si $T_1 = 5000°$), correspondant à une classe de luminosité V à IV donc à des couleurs B—V $\simeq$ 0,66 et U—B $\simeq$ + 0,20. Il semble que la présence d'une enveloppe de faible excitation autour de cette étoile justifie le choix d'un rayon un peu inférieur au rayon du volume Σ_1 et de températures de couleur et effectives nettement plus basses. Outre le cas proposé par JOY, nous étudierons le cas $T_1 = 4500°$, B—V = 0,90, U—B = 0,70.

Nous aurons donc à déterminer les neuf inconnues suivantes :

Pour l'étoile bleue : température effective T_2, luminosité absolue L_2, luminosité relative évaluée en magnitude jaune V_2—V.

Pour l'étoile G : Température effective T_1, luminosité relative V_1—V. On prendra R_1 peu différent de $7{,}9 \times 10^{10}$ cm.

D'après le tableau 5.1, V_1—V = 0,65 $\pm$ 0,10.

Pour l'enveloppe émissive (ω) entourant l'étoile bleue : volume v ($v \leqslant v_2$), densité et température électroniques N_e et T_e.

On déduit aisément de ces huit quantités les rayons des composantes, la luminosité absolue de la composante G et celle du système.

TABLEAU 5.3 *bis*

LARGEUR ÉQUIVALENTE DE Hδ (EN ANGSTRÖMS) RAPPORTÉE AU FOND CONTINU DE L'ÉTOILE BLEUE SEULE

V_2—V \ $T_2 10^{-4}$	1,5	1,8	2,0	2,5	> 4,0
—	—	—	—	—	—
2,5	110	105	100	96	91
2,0	70	66	64	61	58
1,5	44	42	40	38	36
1,2	33	31,5	30	28,5	26,4
1,0	27,6	26,4	25,4	24	24

Enfin, nous étudierons en détail l'hypothèse d'un rougissement général de tout le système, d'où un 9e paramètre E(B-V).

Les inconnues sont déterminées par un certain nombre d'égalités et d'inégalités.

a) On calcule l'énergie émise dans la raie Hδ.

Ce calcul a été fait par R. P. Kraft (1956) dans le cas de AE Aqr. On suppose que l'énergie émise dans la raie est principalement due aux recombinaisons sur le 6e niveau. La largeur équivalente observée est 24 Å, lorsqu'elle est rapportée au fond continu de l'ensemble du système ; rapportée au continu de la composante bleue seule, elle est plus grande et donnée dans le tableau 5.3 bis en fonction de T_2 et V_2—V.

On obtient ainsi :

$$0{,}221 \times 1{,}50 \times 10^{-14} \times N_e^2\, v = \frac{8\pi^2 R^2 c}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda_\delta T_2}\right) - 1} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^4},$$

que l'on écrira :

$$(1)\quad N_e^2\, v = 1.3 \times 10^{57} \times \frac{L_2}{L_2'} \frac{F(T_2)}{F(T_2')} \frac{M(6, T_e')}{M(6, T_e)} \frac{\Delta\lambda(V_2\text{-}V, T_2 = 20000)}{40},$$

où les valeurs primées sont

$$(2)\quad \begin{cases} T_e' = 10000\ ^0\text{K}. \\ T_2' = 20000\ ^0\text{K}. \\ L_2' = 7 \times 10^{33}\ \text{ergs} = 1{,}75\ L\odot. \\ \Delta\lambda = 40\ \text{Å correspond à } T_2' \text{ et} \\ \qquad (V_2 - V)' = 1{,}5\ \text{magnitude}, \end{cases}$$

$\Delta\lambda$ est exprimé en Å.

La fonction $M(n, T_e)$ a été tabulée par Cillié (1932, M. N. **92**, 820) ;

$$F(T) = T^{-4}\left[\exp\left(\frac{c^2}{\lambda_\delta T}\right) - 1\right] \Delta\lambda\,[(V_2 - V)', T_2]$$

et $\lambda_\delta = 0{,}4\,102\ \mu$.

Si la partie ionisée de l'enveloppe remplit tout le volume de Lagrange, $v = 1{,}4.10^{33}$ cm^3 et l'on obtient dans les conditions (2)

$$N_e' = 10^{12}.$$

Dans le cas contraire, on aurait $N_e' > 10^{12}$.

b) On s'assure que le résultat précédent est compatible avec l'hypothèse 3 ; pour cela on compare la valeur de $N_e^2\, v$ obtenue avec celle donnée par la théorie des zones de Strömgren [Strömgren, 1939] corrigée par Jefferies et Pottasch (1959).

Le rayon s_H de la zone H II entourant une étoile identique à la composante B est donnée en centimètres par

$$(3)\quad \log_{10} s_H = \varepsilon + 23{,}14 - 4{,}53\,\theta_2 - \log T_2 + \frac{1}{6}\log T_e + \frac{1}{3}\log\frac{L_2}{L\odot} - \log N_e,$$

où ε, correction de Jefferies et Pottasch pour tenir compte de l'ionisation par le rayonnement diffusé, est comprise entre 0 et 1 et particulièrement importante lorsque N_e est compris entre 10^8 et 10^{14}.

On a donc :

$$(4)\quad \frac{4}{3}\pi N_e^2\, s_H^3 = 5 \times 10^{55} \frac{L_2}{L\odot}\left(\frac{T_e}{T_e'}\right)^{1/2} \frac{g(T_2)}{g(T_2')} \times 10^{2\varepsilon},$$

avec $\log g(T_2) = -13{,}59\,\theta_2 - 3\log T_2$.

Le rapport $\dfrac{N_e^2\, v}{\frac{4}{3}\pi N_e^2\, {s_H}^3}$ ne dépend que de T_e, T_2 et $\Delta\lambda$. En le faisant égal à 1 et en prenant $\Delta\lambda = 40$ Å, on obtient les valeurs de ε données dans le tableau 5.4.

TABLEAU 5.4

Valeurs de ε

$T_2.10^{-4}$ / $T_e.10^{-4}$	1,5	1,8	2,0	2,5	3,0
0,7	0,79	0,57	0,45	0,25	0,11
1,0	0,81	0,59	0,47	0,27	0,13
1,5	0,83	0,61	0,49	0,29	0,15
2,0	0,86	0,64	0,52	0,32	0,18

Si la correction de Jefferies et Pottasch est surestimée [1] et doit être de l'ordre de 0,30 ou 0,48, on voit que l'on devra choisir $T_2 > 20000^o$.

c) On calcule la discontinuité de Balmer en fonction de $V_1 - V$, T_1 ; $V_2 - V$, T_2 ; T_e. D dépend essentiellement de $V_2 - V$ et T_e (tableau 5.5). On doit comparer à la valeur observée $D \leqslant -0{,}35$. On voit que les valeurs calculées représentent une discontinuité de Balmer généralement plus faible en émission que celle qui a été observée, sauf dans les cas mentionnés au bas du tableau.

d) On calcule le rapport entre l'énergie émise par l'étoile bleue et par l'enveloppe en $\lambda = 0{,}554$ *microns* : c'est une fonction de $\Delta\lambda$, T_e et T_2 :

$$\frac{E_2\ (0{,}554)}{E_{env}\ (0{,}554)} = 3{,}20\ \frac{\frac{R_\lambda(T_e)}{R_\lambda(T_e')} \cdot \frac{Q_\lambda(T_2)}{Q_\lambda(T_2')}}{\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda'}\right)},$$

où $\Delta\lambda' = 40$ Å.

$$R_\lambda(T_e) = \frac{M(6, T_e)\, T_e^{1/2} \exp(c_2/\lambda T_e)}{G(m, T_e)},$$

$$Q_\lambda(T_2) = [\exp(c_2/\lambda_\delta T_2) - 1]/[\exp(c_2/\lambda T_2 - 1)].$$

[1] G. Münch, 1960, *Astron. Journ.*, **65**, 494.

TABLEAU 5.5

VALEURS DE LA DISCONTINUITÉ DE BALMER DU SYSTÈME SS CYG

		W = 16	W = 24			W = 36
	$V_2 - V$ \ T_2	20000	18000	20000	2500	20000
	—	—	—	—	—	—
$T_e = 10000$	1,2		—0,14	—0,15	—0,16	
	1,5	—0,11	—0,19	—0,19	—0,20	—0,284
	2,0		—0,26	—0,26	—0,26	
	2,5		—0,31	—0,31	—0,31	
$T_e = 7000$	1,2		—0,20	—0,20	—0,21	
	1,5	—0,17	—0,25	—0,25	—0,26	
	2,0		—0,33	—0,32	—0,33	
	2,5		—0,39	—0,39	—0,39	

D est très sensible à la valeur de la largeur équivalente W adoptée pour H_δ (voir tableau 5.1). On voit qu'une modification de W par un facteur 1,5 entraîne une variation de D d'environ 0,08, alors qu'elle change peu N_e (facteur 1,2) et ε (variation de 0,06).

On notera également que la présence d'une enveloppe relativement froide, même si son rayonnement est négligeable dans le continu de Paschen et faible dans les raies de Balmer par rapport au rayonnement de l'enveloppe (ω), peut modifier appréciablement D : par exemple, si une enveloppe de température 6000° contribue au rayonnement dans les raies pour environ 15 °/₀ et si l'enveloppe (ω) a une température de 10000°, la correction sur D est environ — 0,08.

$G(m, T_e)$ et $M(n, T_e)$ sont définies dans l'Appendice 4 et dans a respectivement.

On déduit de là une relation entre $V_2 - V$ et $V_1 - V$, en fonction de T_2 et T_e. Dans les conditions (2), on a

$$V_1 - V = 0{,}43 \text{ magnitude}$$
$$V_2 - V_{env} = -1{,}26 \text{ magnitude}$$
et $$B_2 - B_{env} = -2{,}22 \text{ magnitude.}$$

On a encore plusieurs inégalités permettant de fixer les limites possibles de variation pour T_2, $V_2 - V$, $V_1 - V$, à condition de faire des hypothèses sur le rougissement du système.

e) Les observations spectrographiques à grande résolution de GREENSTEIN imposent $B_2 - B_3 > -0{,}7$ (magnitudes en bleu de la composante bleue et de l'ensemble étoile G plus enveloppe (ω)). L'égalité $B_2 - B_3 = -0{,}7$ aurait lieu seulement si l'observation de GREENSTEIN se rapportait à ce que nous avons appelé l'état minimum du système.

T_2 (EN 10^4 DEG.K)	VALEUR MINIMA DE $E(B-V) + V_2-V$
—	—
1,3	1,25
1,5	1,3
1,8	1,35
2,1	1,40
2,5	1,45
3,0	1,5

On déduit de là une valeur minima pour $V_2 - V$ en fonction de T_2 et E (B—V).

On voit que la condition sur $V_2 - V$ est moins sévère dans le cas où il y a un rougissement.

f) *Le fait que l'étoile bleue excite les raies de l'helium neutre mais non celles de He II fixe des limites à sa température.*

Le rapport des intensités des raies de l'helium neutre aux raies de Balmer de l'hydrogène impose $T_2 > 15000$ ou même $T_2 > 18000$. L'absence des raies de He II n'impose pas une limite sévère : on doit avoir $T_2 < 40000$ dans le plus sévère des cas.

g) Il reste à interpréter la couleur B—V et le gradient bleu. La couleur B—V = 0,70 n'est pas la couleur du continu. On peut évaluer la correction due aux raies à 0,15 magnitude de sorte que la couleur B—V du continu est d'environ 0,85. Si l'on compare cette couleur à celle d'un objet composé d'une étoile bleue de couleur — 0,20 à — 0,30, d'une étoile G de couleur + 0,70 à + 0,90 et d'une enveloppe de couleur donnée en fonction de T_e dans le tableau 5.2, on constate que la couleur observée est trop rouge. Il en est de même du gradient φ_b.

On est ainsi conduit à envisager l'hypothèse d'un rougissement de l'ensemble du système, l'excès E(B—V) étant au moins égal à 0,25.

E. *Discussion.*

1) DISCUSSION DE L'HYPOTHÈSE D'UN ROUGISSEMENT. — D'après ce que nous avons vu au

paragraphe précédent, la couleur B—V et le gradient bleu de SS Cyg au minimum d'éclat pourraient s'expliquer si l'ensemble du système était rougi de $E(B—V) \geqslant 0,25$ magnitude. Rappelons que dans ces conditions, les couleurs du rayonnement supplémentaire de SS Cyg deviendraient comparables à celles observées pour DQ Her, UX U Ma, Mac Rae + 43° 1.

Un tel rougissement ne semble pas pouvoir être attribué au rougissement interstellaire. En effet, l'étoile (supposée non rougie) est certainement située à moins de 250 parsecs : c'est la distance qui correspondrait à l'hypothèse de Joy que la magnitude absolue de chaque composante est $M_v = + 5,5$; la parallaxe trigonométrique $\pi = 0'',032$ donnerait $M_v = 9,5$ et une distance de 40 parsecs. Si l'étoile était rougie avec $E(B—V) = 0,30$, elle devrait être encore plus proche : avec les mêmes hypothèses sur la magnitude absolue, elle se trouverait à moins de 140 parsecs ($E(V) \simeq 1,30$). Or dans la direction de SS Cyg à une distance d'une dizaine de degrés, les mesures de Hiltner (1956) montrent un rougissement relativement faible (0,22 à 0,8 magnitude) pour des distances supérieures à 630 parsecs. Dans une direction très voisine de SS Cyg (6′ E), l'étoile de comparaison *g* a un spectre de type F_2 II ou F_5 II [1] et les couleurs $B—V = 0,40$ et $U—B = 0,27$; donc un excès de couleur de l'ordre de 0,10 m seulement pour une distance de 2000 parsecs environ, bien plus grande que celle de SS Cyg. On peut donc admettre que le rougissement interstellaire de SS Cyg est faible et ne dépasse pas 0,10 m.

On peut supposer que le rougissement $E(B—V) \simeq 0,30$ est de nature circumstellaire : dans ce cas aussi, il affecterait toutes les mesures faites sur SS Cyg, en particulier les valeurs des gradients observés pendant les explosions : nous verrons à la fin du chapitre que l'on en déduit la condition $E(B — V) < 0,20$. D'autre part, s'il existe des enveloppes lointaines de gaz et de poussières autour des étoiles de type U Gem, il devrait en exister également autour des Novae, et l'on devrait observer également un rougissement circumstellaire des Novae. On sait que la position de ces dernières étoiles dans le diagramme de coordonnées B—V, U—B [M. F. Walker, 1957] n'a pas encore reçu d'explication définitive.

Notons que si l'on admet pour SS Cyg un rougissement $E(B—V) = + 0,25$, on aura $E(V) \simeq 1$ magnitude. On expliquerait ainsi en partie que la luminosité absolue attribuée à SS Cyg et à d'autres étoiles du même type d'après les mesures de parallaxe trigonométrique ou hypothétique soit tellement plus faible que celle indiquée par l'étude du spectre.

Il nous faut maintenant justifier les hypothèses 3 et 4 faites au début de ce paragraphe, par lesquelles nous avons exclu le cas où l'enveloppe de l'étoile B ne serait pas transparente dans les continus de Paschen et de Balmer.

Si l'on compare les valeurs de Ne^2v obtenues à partir des raies H_β, H_γ, H_δ, on trouve des valeurs assez voisines. Si l'on fait l'hypothèse que le profil de la raie est déterminé par un champ de vitesses, avec une demi-largeur $\pm$ 600 km/s, on en déduit le nombre d'atomes absorbants sur le second niveau le long de la ligne de visée $N_{0,2}\, h \simeq 7.10^{14}$ d'où des profondeurs optiques de l'ordre de 10^{-2} et 3.10^{-3} respectivement du côté ultraviolet de la limite de Balmer et vers λ 4250 Å.

2) Modèle proposé. — Il est difficile de proposer un modèle tout à fait satisfaisant. Pour rendre compte de la discontinuité de Balmer et des valeurs élevées du gradient bleu et de la couleur B—V, il faudrait attribuer à l'enveloppe de l'étoile bleue une température électronique faible de l'ordre de 7000°, ou une contribution au rayonnement continu dans le bleu plus élevée que celle de l'étoile bleue. D'autre part, la présence des raies de l'helium neutre impose $T_2 > 18000$, on ne peut donc accepter une température électronique très inférieure à 10000° pour l'enveloppe (ω).

La valeur que l'on peut accepter pour la luminosité L_2 dépend de la valeur qu'il faut attribuer à la correction de Pottasch et Jefferies (ta-

TABLEAU 5.6

Modèles proposés pour SS Cyg au minimum d'éclat

Modèle I	Modèle II
Sans rougissement	$E(B—V) \simeq 0,30$
$T_e \leqslant 10\,000$	$T_e = 10\,000$
$T_2 \leqslant 20\,000$	$T_2 = 20\,000 \pm$
$V_2—V \geqslant 1,3$	La limite inférieure de $V_2—V$ est donnée en fonction de T_2 et $E(B—V)$ dans le tableau du paragraphe *e* :
$V_1—V \geqslant 0,60$	$V_2—V > 1,10$ environ.
$(B—V)_1 \simeq 1$	On peut accepter $(B—V)_1$ inférieur à 1.
L_2 dépend de la valeur de ε.	

[1] Spectre pris le 10 septembre 1955 au télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute Provence.

bleau 5.4). Nous retiendrons les deux modèles du tableau 5.6. Nous verrons au paragraphe 4 que le modèle I semble préférable.

2. Interprétation du spectre au cours des explosions.

Nous ferons d'abord quelques remarques.

1) Nous avons vu que l'intensité absolue du rayonnement supplémentaire est à peine modifiée au cours d'une explosion : elle pourra donc être négligée, sauf vers le début et vers la fin de l'explosion.

2) Les seules mesures spectrophotométriques du début d'une explosion de première espèce sont celles du début de l'explosion n° 423. Nous considérerons que le début de cette explosion est *typique* des explosions de première espèce, bien que son déclin ait eu un caractère exceptionnel, comme s'il y avait eu un maximum secondaire commencé en JJ 2435 707,6 (époque D — 1, 5).

Nous cherchons maintenant à interpréter les changements spectraux observés au cours d'une explosion, tels qu'ils ont été résumés dans le tableau 4.7.

A) *Phases II et III. Début de l'explosion (V compris entre V_{min} et 9).* — Nous supposerons que l'augmentation d'éclat pendant cette période est due essentiellement à une variation de l'étoile bleue, expansion ou échauffement.

En effet, on ne peut supposer que l'augmentation d'éclat est due principalement à une modification de l'enveloppe, puisque l'émission de cette enveloppe dans les raies disparaît complètement lorsque V = 9,2, dans le cas d'une explosion de première espèce. De plus, à cette époque, les valeurs des gradients $\varphi_b = 1{,}04$, $\varphi_{uv} = 1{,}00$ sont beaucoup trop faibles pour être dus principalement à une enveloppe (v. tableau 5.2). Les gradients ne correspondent pas non plus à une étoile très chaude, sauf si elle était rougie de $E(B-V) \simeq 0{,}25$. Mais la discontinuité de Balmer D = 0,23 est trop grande en absorption. L'association de gradients et discontinuité de Balmer fait penser à la superposition du spectre d'une étoile chaude O ou B et du spectre d'une étoile nettement plus froide à grande discontinuité de Balmer, ou au spectre d'une étoile à enveloppe absorbante (1).

Supposons que le déclenchement de l'explosion s'accompagne d'un dégagement d'énergie *mécanique* sous la photosphère de l'étoile bleue en même temps que d'un échauffement brutal. On peut alors imaginer que les couches superficielles de la photosphère bleue se dilatent en se refroidissant. Le spectre doit alors ressembler à celui d'une atmosphère à gradient de température anormal ou à celui d'une shell en absorption.

L'hypothèse d'un refroidissement initial est confirmée par l'analyse des couleurs B—V observées lorsque V = 11,27, 10,9 et 9,9 : ces couleurs sont beaucoup plus rouges que celles qui correspondraient à l'expansion de l'étoile bleue toutes choses égales par ailleurs (en particulier T_2 constant). La disparition des raies d'émission de l'enveloppe et l'apparition des raies d'absorption ne suffisent pas à expliquer des couleurs si rouges, sauf peut-être s'il y a un rougissement global extérieur. On peut calculer la couleur, donc la température effective de la photosphère apparente de la composante bleue, et les variations de son rayon $\frac{R_2}{R_2^0}$: on considère le système comme formé de la photosphère apparente variable et de l'ensemble invariable (désigné par l'indice 3) composé de l'étoile G et de l'enveloppe Σ_2 supposée transparente dans le visible. Les calculs ont été faits pour diverses valeurs de T_2^0 et $(V_2 - V)^0$ (valeurs au minimum d'éclat), pour deux hypothèses sur la valeur du rougissement global extérieur (I) $E(B-V) = 0$ et (II) $E(B-V) = 0{,}30$ et deux hypothèses sur les variations de couleur de l'objet 3 dues à la disparition des raies : *a*) $\Delta(B-V)_3 = +\,0{,}20$, *b*) $\Delta(B-V)_3 = 0{,}50$. Les résultats sont donnés dans le tableau 5.7 pour les hypothèses I*a* et II*b* qui représentent schématiquement deux cas extrêmes. Ils n'ont qu'une valeur indicative, l'évaluation de la température effective basée uniquement sur B — V étant très grossière.

On voit que dans le modèle I (sans rougissement extérieur), l'expansion et le refroidissement sont très grands, quelles que soient les hypothèses faites sur T_2^0 et $(V_2-V)^0$. Dans ce cas, pour que la photosphère apparente n'excède pas le volume de Lagrange Σ_2, il faut que la luminosité absolue de l'étoile bleue soit inférieure à celle indiquée (en magnitude absolue visuelle) dans le tableau 5.8.

L'expansion et le refroidissement sont moins marqués pour le modèle II avec rougissement, ou pour les explosions de seconde espèce.

Le tableau 5.7 montre en outre que l'expansion de la photosphère apparente est le plus rapide au tout début de l'explosion, entre $V = V_{min}$ et V = 9,9. La vitesse d'expansion est de l'ordre de 20 Km/s en moyenne entre $V = V_{min}$ et V = 10,9.

Nous allons voir maintenant que cette expansion

(1) Par exemple BD 44° 4014 de type B_2IV a $\varphi_b = 1{,}11$, $\varphi_{uv} = 1{,}04$; D = 0,15 pour le noyau seul, 0,35 pour le spectre global (A. M. Fringant, 1952, C. R., 235, 128).

ne représente pas un mouvement de matière mais une variation de profondeur optique d'une région voisine de l'étoile bleue, par suite d'un changement des conditions physiques dans l'enveloppe.

Nous savons en effet que l'émission de l'enveloppe disparaît tout à fait au début ($V \simeq 9{,}2$) des explosions de première espèce.

Par suite de leur refroidissement, les couches superficielles ne sont plus émissives dans le lointain ultraviolet, et elles sont opaques au rayonnement

TABLEAU 5.7

EXPANSION D'UNE PHOTOSPHÈRE APPARENTE AUTOUR DE L'ÉTOILE BLEUE, AU DÉBUT DES EXPLOSIONS DE 1re ESPÈCE

		$(V_2 - V)^0 = 1.15$		$(V_2 - V)^0 = 1,5$		$(V_2 - V)^0 = 2.5$	
		T_{eff}	$\Delta \log R_2$	T_{eff}	$\Delta \log R_2$	T_{eff}	$\Delta \log R_2$
(I *a*)							
(1)	V = 11,27	8000 ±	0,60 ±	7800 ±	0,66 ±	7000 ±	0,88 ±
	10,9	7000	0,78	6900	0,85	6400	1,09
	9,9	8200	0,94	8200	1,01	8200	1,19
	9,2	10000	0,98	10000	1,05	10000	1,24
		ou	ou	ou	ou	ou	ou
		13000 ?	0,87	13000 ?	0,94	13000 ?	1,13
	$(V_3 - V)^0$	0,46		0,31		0,115	
	$(B - V)_3^0$	1,95		1,32		0,865	
(2)	V = 11,27			8000 ±	0,79 ±		
	10,9			7800	0,72		
	9,9			8200	1,14		
	9,2			10000	1,19		
				ou	ou		
				13000 ?	1,08		
	$(V_3 - V)^0$			0,31			
	$(B - V)_3^0$			1,47			
(II *b*)							
(1)	V = 11,27	10000	0,48	11000	0,49	12800	0,58
	10,9	8400	0,68	8400	0,74	8700	0,69
	9,9	11400	0,78	11400	0,84	12000	1,005
	9,2	10000	0,98	10000	1,05	10000	1,24 ou
		ou	ou	ou	ou	ou	
		13000 ?	0,88	13000 ?	0,95	13000 ?	1,13
	$(V_3 - V)^0$	0,46		0,31		0,185	
	$(B - V)_3^0$	0,94		0,71		0,495	
(2)	V = 11,27			11000	0,82		
	10,9			8700	0,82		
	9,9			12000	0,85		
	9,2			10000	1,19		
				ou	ou		
				13000 ?	1,08		
	$(V_3 - V)^0$			0,31			
	$(B - V)_3^0$			0,80			

(1) Hypothèse $T_2^0 = 18000$.
(2) Hypothèse $T_2^0 = 25000$.

ultraviolet provenant des couches chaudes plus profondes. Si le refroidissement est suffisant, l'enveloppe se trouve ainsi privée du rayonnement ionisant de l'étoile bleue : dans ce cas, à une certaine distance de la photosphère, elle se recombine, principalement sur le niveau fondamental, en un temps très court (quelques secondes pour une enveloppe d'hydrogène pur de densité électronique 10^{12} électrons par centimètre cube) (1). Au voisinage de la photosphère, l'excitation reste importante et l'enveloppe peut devenir absorbante dans les raies et le continu de Balmer et dans le continu visible, surtout si sa densité, au lieu d'être uniforme, est plus grande au voisinage de l'étoile bleue.

TABLEAU 5.8

T_2^0 \ $(V_2\text{-}V)^0$	1,15	1,5	2,5
18 000	6,86	7,20	8,13
25 000		7,14	

Ainsi la photosphère *apparente* dont nous avons calculé le rayon et la température est fournie en partie par l'enveloppe (ω). On connaît quelques autres caractéristiques de cette photosphère. Les largeurs équivalentes de quelques raies de l'hydrogène montrent que le nombre total d'atomes absorbants d'hydrogène sur le second niveau le long de la ligne de visée est 10^{16} (ou un peu plus) ; les raies de Balmer sont visibles jusqu'à H 12, ce qui conduit à $\log N_e \leqslant 15{,}15$, l'égalité ayant lieu seulement si la densité est la principale cause d'élargissement des raies. Dans ce cas, la position de la discontinuité de Balmer $\lambda_1 = 3785$ Å est celle d'une sous-naine.

Suivant les dimensions relatives de l'enveloppe et de l'étoile bleue avant l'explosion, on peut envisager deux possibilités.

1) Toute l'enveloppe devient absorbante.

Dans ce cas, les raies d'absorption de l'hydrogène se forment dans la même région que les raies d'émission observées avant l'explosion : leur largeur est due essentiellement au champ de vitesses, elle n'est certainement pas inférieure à la largeur des raies d'émission observées avant l'explosion.

2) Les dimensions de la photosphère apparente restent faibles par rapport à celles de l'enveloppe précédemment émissive : une partie de (ω) fournit une photosphère, l'autre est transparente.

Dans ce cas, les raies d'absorption se forment dans la photosphère de l'étoile bleue et dans une partie centrale de (ω) où les vitesses sont plus faibles : elles doivent donc se montrer moins larges que les raies d'émission au minimum d'éclat.

Les observations des raies ne sont pas très précises, elles sont faites avec une faible résolution : cependant les demi-largeurs sont nettement plus faibles pour les spectres pris dans la nuit du 16 au 17 août 1956 (V = 9,2, maximum 423) qu'à tout autre moment de l'explosion ou qu'au minimum d'éclat, alors que les ailes des raies semblent de largeur constante. La photosphère apparente ne remplit donc pas toute l'enveloppe (ω), et d'autre part, toute cette enveloppe devient faiblement absorbante.

Dans le cas des explosions de seconde espèce, la libération de l'énergie de l'explosion est moins brutale et le refroidissement faible ou absent : il reste à tout moment une photosphère apparente chaude et une enveloppe émissive. Ainsi s'explique l'observation de He II en absorption, à l'époque I + 1,2 de l'explosion n° 302.

B) *Phase IV : Fin de la Montée.* — Les phénomènes les plus caractéristiques de cette phase sont : l'affaiblissement des raies d'absorption avec augmentation de leur demi-largeur, mais non de la largeur des ailes ; la réapparition de l'émission centrale ; et le ralentissement de la croissance d'éclat. L'émission dans les raies de Balmer augmente en valeur absolue d'un facteur 2 environ, très mal déterminé (tableau 4.6).

Nous supposons que le dégagement d'énergie de l'explosion se poursuit à l'intérieur de l'étoile bleue. La photosphère apparente s'échauffe, d'où ionisation progressive de Σ_2 et peut-être d'une enveloppe circumstellaire Ω. Le rayon de la photosphère apparente diminue, mais l'éclat augmente encore par suite de l'élévation de sa température effective et de l'accroissement du rayonnement des enveloppes. Cette augmentation du rayonnement des enveloppes n'est pas due à l'élévation de température électronique (car elle conduirait, seule, à la diminution de l'énergie émise dans les raies) mais à une augmentation de $N_e^2 v$; c'est-à-dire soit à une extension de l'ionisation à des régions initialement neutres, soit à une augmentation de la densité électronique par suite d'éjection de matière.

C) *Phase V : Maximum d'Eclat.* — D'après le tableau 4.7, le maximum d'éclat est caractérisé par l'apparente stabilité des couleurs, des gradients,

(1) Si $T_e \leqslant 10000°$, l'ionisation produite par les collisions est en effet très faible, au plus égal à 1 pour cent.

de l'apparence des raies d'hydrogène et de la discontinuité de Balmer, et par l'apparition de la raie He II en émission. La présence de cette raie d'émission semble associée à une position bien déterminée du point représentatif du système dans les graphiques de coordonnées φ_b et D ou φ_b et φ_{uv} (fig. 5.1 et 5.2). Les températures de couleur sont plutôt plus froides que pendant la phase de croissance III.

Nous supposerons que la libération d'énergie dans les couches inférieures de la photosphère bleue se poursuit, et maintient l'extension et la température de la photosphère, donc l'ionisation des enveloppes. Ainsi s'établit un régime permanent. Si l'apparition de He II est essentiellement liée à l'augmentation du rayonnement ionisant de l'étoile bleue, on déduit de la théorie de la zone He III [K. Wurm, 1958] que la température T_2 est alors d'au moins 40000°. L'absence de raies d'émission de He I pendant la phase IV montre de plus que la variation de T_2 est rapide. Il n'en sera pas de même pendant le déclin.

Il n'est pas facile d'expliquer la valeur positive de la discontinuité de Balmer. On ne peut s'attendre à ce que l'étoile bleue, au moment d'une explosion, se comporte comme une étoile O normale. Mais il est difficile de lui attribuer une discontinuité de Balmer de l'ordre de 0,20.

Il est plus naturel de supposer que la composante G est affectée par l'explosion. Le rayonnement qu'elle reçoit de l'étoile bleue est beaucoup plus intense qu'avant l'explosion, car il est à la fois plus chaud et moins dilué. Dans certaines conditions, ce rayonnement peut provoquer, outre un renforcement des raies d'émission par fluorescence, un échauffement local de la photosphère de l'étoile G. Ainsi son spectre pourrait devenir analogue à celui d'une étoile F, en même temps que son éclat

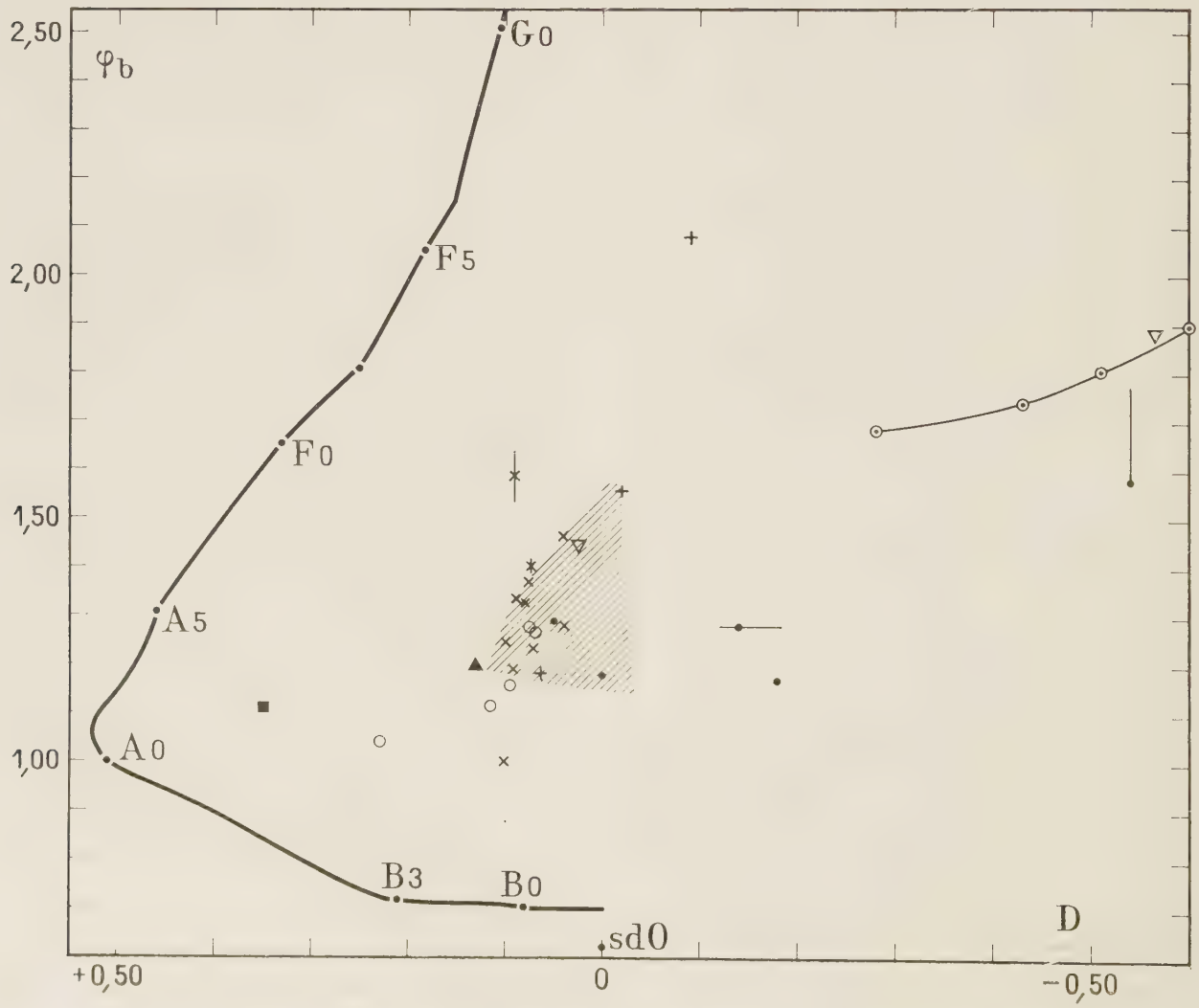

Fig. 5.1. — Image de SS Cyg dans un diagramme de coordonnées D, φ_b. Voir légende de la fig. 5.2.

augmenterait d'un facteur 5 environ. On pourrait alors expliquer à la fois la grandeur de la discontinuité de Balmer et les valeurs élevées des gradients, pour le système composite SS Cyg. Mais avec cette hypothèse on trouve encore que la discontinuité de Balmer observée est trop grande de 0,10 à 0,15 par rapport à la valeur attendue en fonction des gradients. Tout se passe comme s'il existait, à cette phase de l'explosion, une enveloppe circumstellaire légèrement absorbante dans le continu et les raies de Balmer : ainsi s'expliquerait également l'absorption observée dans les ailes des raies de Balmer.

Le calcul des températures et des contributions relatives des enveloppes et des deux étoiles est donc particulièrement complexe ; il nécessiterait des données beaucoup plus complètes, en particulier en ce qui concerne des variations spectrales éven-

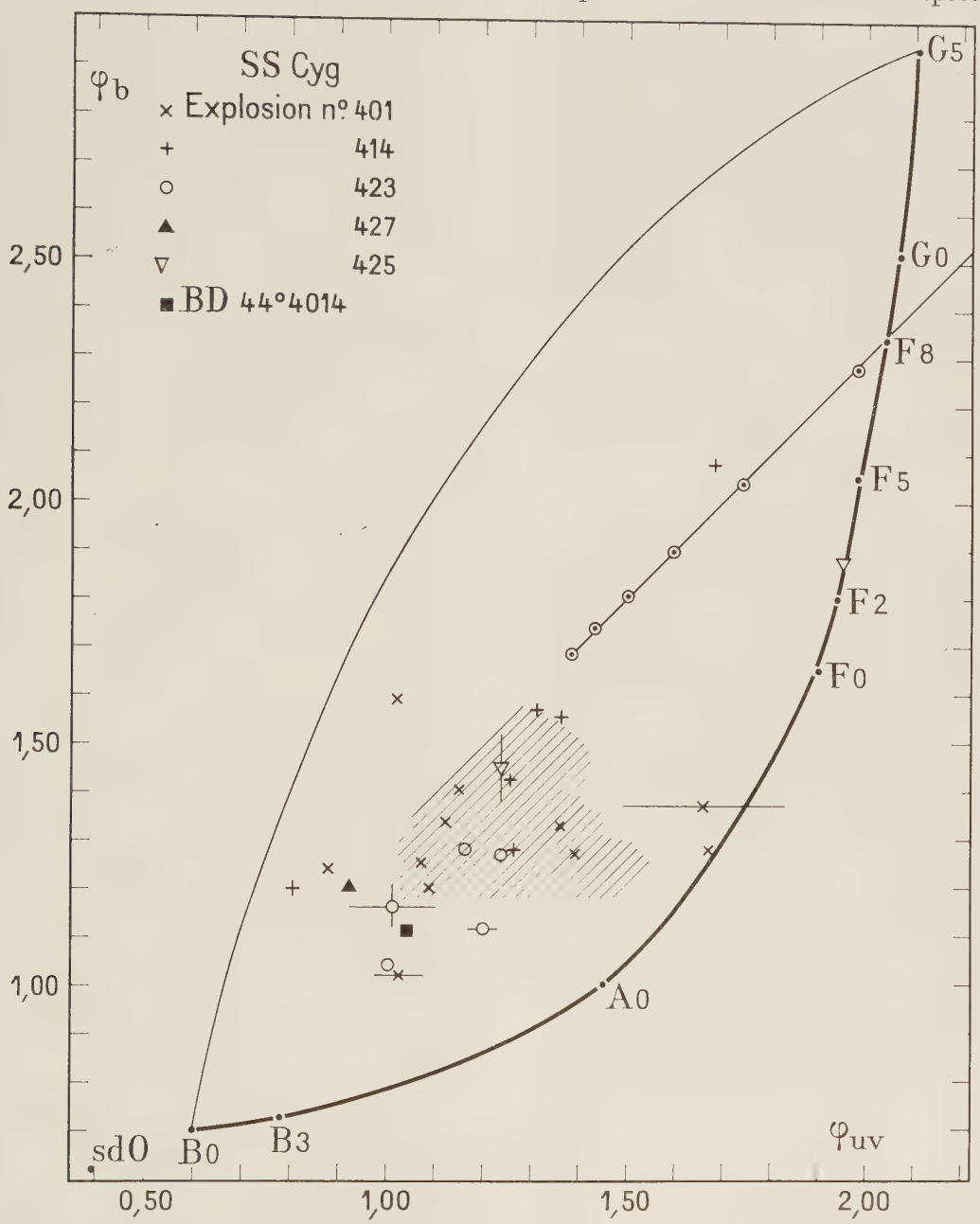

FIG. 5.2. — Image de SS Cyg dans un diagramme de coordonnées φ_{uv}, φ_b. Les symboles représentent différentes explosions, suivant les conventions du tableau 4.1. La zone hachurée représente les points où a été observée la raie d'émission de l'helium ionisé λ 4686. On reconnaît les courbes représentant les étoiles de la série principale (en trait gras) et des enveloppes de différentes températures électroniques. On a tracé également la courbe représentant une étoile double composée d'une étoile B_0 et d'une étoile G_5.

tuelles en fonction de la phase du mouvement orbital et les profils et intensités des raies de l'hydrogène et de l'helium.

D) *Phase VI. Début du déclin.* — L'aspect le plus caractéristique de cette phase est la lente diminution d'éclat, sans modification appréciable du spectre. L'intensité relative de He II est inchangée ou peut-être même augmentée.

Nous interpréterons ces faits comme essentiellement dus à l'arrêt du dégagement d'énergie dans les couches profondes de la photosphère bleue. La première conséquence est la contraction de la photosphère bleue, sans refroidissement appréciable. L'étendue ionisée des enveloppes varie, l'intensité de leur rayonnement varie proportionnellement à la luminosité de l'étoile bleue, mais sa distribution spectrale reste la même. On comprend que le spectre reste à peu près inchangé, la seule différence pouvant provenir du comportement de l'étoile G si sa photosphère commence à se refroidir.

Il peut y avoir des sursauts explosifs dans les couches profondes de la photosphère, d'où les irrégularités constatées pendant le déclin des explosions 416 et 423.

E) *Phases VII et VIII. Déclin et fin du déclin.* — Lorsque la température T_2 commence à décroître notablement, la vitesse du déclin augmente et le spectre se modifie rapidement. On constate que l'intensité relative du rayonnement des enveloppes augmente dans les raies et la discontinuité de Balmer, ce qui est une conséquence de la décroissance de T_1 et T_e. L'émission dans la raie He II λ 4686 diminue rapidement et disparaît pour une valeur assez bien déterminée de T_2, tandis que se renforce l'émission dans les raies de He I.

3. Nature des fluctuations rapides et de la composante lentement variable.

Au chapitre III, nous n'avons pas pu localiser la région responsable des fluctuations rapides. Nous avons vu :

1) Que l'amplitude des fluctuations rapides est indépendante de la phase du mouvement orbital.

2) Qu'elles se produisent également *au début* d'une explosion de seconde espèce, lorsque V = 10,9, c'est-à-dire dans le modèle 1 lorsque R_2 a augmenté d'un facteur 2 ou 3.

3) Qu'elles persistent pendant toute l'explosion, avec faible augmentation de l'amplitude en valeur absolue.

4) La distribution spectrale n'est pas très différente de celle d'un rayonnement par recombinaisons et transitions free-free correspondant à une température électronique variable de (20000° à 40000°). Mais dans ce cas, pour expliquer une amplitude de 0,30 magnitude dans le visible, il faudrait un volume émissif de l'ordre de $\frac{1}{2} v_2 = 7.10^{32}$ cm^3, c est-à-dire un volume très étendu.

Ces faits font penser que les fluctuations rapides ne se produisent pas au voisinage immédiat de l'étoile bleue, mais plutôt sur le bord extérieur de l'enveloppe de l'étoile bleue. Cette région est le siège d'une turbulence élevée : le nombre de Reynolds est de l'ordre de 10^8 (nettement moindre au voisinage immédiat de l'étoile bleue). Dans le schéma de Prendergast, les vitesses différentielles sont maxima au niveau de la frontière entre les surfaces de Lagrange et l'enveloppe circumstellaire, et particulièrement au voisinage de la ligne des centres.

Notons qu'une cause d'instabilité supplémentaire pourrait être la faible épaisseur de la zone de transition entre zone H II et zone H I et par conséquent la valeur élevée du gradient de N_e, s'il existe un champ magnétique (ce qui est difficile à mettre en évidence). L'épaisseur de la zone de transition est en centimètres de l'ordre de $\frac{1}{N_e a_\nu}$, où $a_\nu = 6.10^{-18}$ (coefficient d'absorption de l'atome d'hydrogène à la limite de Lyman), c'est-à-dire ici environ 2 kilomètres.

L'aspect stochastique des fluctuations rapides est en faveur de l'interprétation par turbulence. Mais la comparaison à un spectre de turbulence théorique semble, dans le cas de SS Cyg, impraticable : nous avons vu (chap III) combien est arbitraire la définition des sursauts, et à plus forte raison l'évaluation de la distribution des énergies émises au cours des sursauts : on est gêné à la fois par l'existence de sursauts invisibles et par la superposition des grands sursauts. Il est probablement plus instructif de procéder par *comparaison* entre diverses étoiles instables, et de rechercher en outre si les fluctuations rapides *existent* et ont une intensité relative telle qu'elles puissent être *visibles* dans les étoiles simples ou plus lumineuses (étoiles B_e et étoiles Wolf-Rayet).

D'autre part, il serait important de perfectionner les procédés de mesures photoélectriques de façon à pouvoir vérifier la simultanéité des variations dans toutes les longueurs d'onde et la *constance* de la distribution spectrale du rayonnement émis.

Il semble actuellement que les caractéristiques essentielles des étoiles présentant des fluctuations rapides sont une densité relativement élevée ($N_e \sim 10^{10}$ à 10^{13}) et une extension notable de l'enveloppe (rayon 10 à 15 fois plus grand que celui de l'étoile excitatrice, c'est-à-dire dimension relative nettement supérieure à celle des étoiles B_e). On comprend que ces conditions soient réunies en particulier pour les étoiles explosives ou les doubles serrées.

Quelques observations décisives seraient les suivantes :

1) Observe-t-on des fluctuations rapides sur les étoiles de type U Gem dont le spectre au minimum d'éclat est dépourvu de raies d'émission. Plus généralement, y a-t-il une relation entre l'amplitude des fluctuations lumineuses et l'intensité des raies d'émission ou la densité électronique de l'enveloppe ?

2) Observe-t-on des fluctuations rapides *au début* des explosions de 1re espèce des étoiles de type U Gem, au moment où l'enveloppe cesse d'être ionisée ? Seuls ont été observés les débuts d'explosions de seconde espèce pour lesquelles l'enveloppe ne cesse jamais d'être complètement ionisée.

Il nous reste à expliquer l'origine de la composante lentement variable. Nous avons dit qu'il faut en éliminer la partie due aux sursauts invisibles, qui peuvent produire des variations en des temps de l'ordre d'une heure. Il reste donc seulement à expliquer les variations en des temps de l'ordre d'un jour. Il semble bien naturel d'expliquer ces variations par des variations de la température superficielle de certaines régions de l'étoile bleue, par un mécanisme qui reste à découvrir (probablement d'origine nucléaire). De telles variations ont été invoquées par G. H. Herbig (1960) pour expliquer les variations d'éclat de VV Pup en plusieurs heures ou plusieurs mois. Un phénomène de même nature pourrait également expliquer les paliers des courbes de lumière des étoiles de type Z Cam. On sait que ces paliers succèdent généralement à une explosion et ont tendance à se suivre. D'après l'interprétation donnée des explosions de SS Cyg, un tel palier surviendrait au moment où la composante bleue a retrouvé à peu près ses dimensions mais non sa température initiales : le spectre pris pendant un palier montrerait une excitation supérieure au spectre pris pendant un minimum. On sait seulement que les couleurs sont plus bleues. D'autre part, $m_{\text{palier}} - m_{\max}$ donnerait une idée de $\frac{R_2}{R_0^2}$ tandis que $m_{\min} - m_{\text{palier}}$ donnerait une idée de $\frac{T_2}{T_2^0}$.

Cette hypothèse permet également de comprendre l'existence d'une relation entre la composante lentement variable et les explosions. Il est intéressant de rappeler à ce propos l'existence de grandes fluctuations d'éclat de certaines novae quelques années avant leur explosion (E. B. Kostjakova, 1949, Étoiles variables, **7**, 154, U. R. S. S.).

4. Discussion.

Le modèle I, sans rougissement extérieur, permet d'expliquer la plupart des observations, à condition de renoncer à attribuer à la composante G les caractéristiques d'une étoile G_5V : il semble que l'enveloppe (ou l'atmosphère) de cette étoile est plus rouge et pourrait contribuer à donner au système, entre les explosions, une discontinuité de Balmer en émission $D \leqslant -0{,}35$.

Il semble raisonnable d'adopter les caractéristiques suivantes :

$T_1 \simeq 4\,500^0$,
$T_e = 10000^0$,
$T_2 = 20000^0$,
$L_2 = 2{,}8.10^{33}$ ergs/s ou $M_{2v} = +7{,}2$,
$R_2 = 4{,}9.10^9$ cm,
$M_v = +5{,}9$,
$V_2 - V = 1{,}30$ magnitude,
$V_1 - V = 0{,}55$ d'où $M_{1v} = +6{,}45$,
On a alors $\varepsilon = 0{,}6$.

Par contre, l'incertitude est grande en ce qui concerne l'enveloppe Σ_2 et l'enveloppe circumstellaire. On ne peut décider si au minimum d'éclat Σ_2 est entièrement ionisé ou non ; sa densité électronique moyenne est $N_e = 10^{12}$ dans le premier cas, $N_e > 10^{12}$ dans le second. D'après la demi-largeur des raies de l'hydrogène ($\pm$ 600 km/s, Greenstein, 1960), on peut penser que la plus grande partie de Σ_2 est ionisée ; en effet, si cette vitesse représente la vitesse képlérienne d'une partie médiane de l'enveloppe émissive (ω), on trouve que cette région a un rayon de $3{,}4.10^{10}$ cm, environ la moitié de celui de la surface de Lagrange.

On ne peut pas davantage décider si l'explosion s'accompagne ou non d'éjection de matière.

Le modèle avec rougissement extérieur ne diffère pas essentiellement du modèle I. En effet, si l'on admet que la région responsable du rougissement n'est pas affectée par l'explosion, les mesures de gradients faites au début de l'explosion 423 imposent $E(B-V) < 0{,}25$. Dans ces conditions, on doit encore considérer que la composante G a des caractéristiques nettement différentes de celles d'une étoile G_5V.

TABLEAU 5.9

	SS Cyg Modèle I	DQ Her Solution 1	AE Aqr	T CrB
Période	6 h 38	4 h 39	16 h 49	227.26 jours
i	36° *	77°	64°	68° *
Composante chaude				
Masse	0,9 ⊙	0.25 ⊙	1,3 ⊙ (ou 0,94 ⊙ ?)	2,6 ⊙
K(Km/s)	150	150	200	36
Mv	+ 7,2 *	+ 9,0	+ 6,5	+ 4,4
L(ergs/s)	$2{,}8.10^{33}$		$4{,}9.10^{33}$	$5{,}8.10^{34}$
a(cm)	$7{,}9.10^{10}$	4.10^{10}		$7{,}5.10^{12}$
l(1) (cm)	$7{,}5.10^{10}$	$2{,}5.10^{10}$	$1{,}6.10^{11}$	10^{13}
R (cm)	$4{,}9.10^{9}$	$1{,}4.10^{9}$	$6{,}6.10^{9}$	$1{,}4.10^{10}$ (?)
T	20000 °K	80000 °K	20000 °K	25000 °K
Composante froide				
Masse	1 ⊙	0.27 ⊙	1,7 (ou 0,97 ⊙ ?)	3,7 ⊙
K(Km/s)	150	165	146	24
Mv	+ 6,45		+ 5,5	— 0,5
L(ergs/s)				4.10^{36}
a (cm)	$7{,}5.10^{10}$	$3{,}6.10^{10}$	$1{,}2.10^{11}$	$8{,}1.10^{12}$
l(1) (cm)	$7{,}9.10^{10}$			
R (cm)		$2{,}7.10^{10}$	$1{,}2.10^{11}$	
T	⩽ 5500 °K		4300 °K	3000 °K
Enveloppe ionisée				
	sphérique	disque	sphérique	sphérique
v (cm^3)	$1{,}4.10^{33}$	$1{,}4.10^{31}$	$1{,}2.10^{34}$	10^{36}
Ne	10^{12}	3.10^{13}	$1{,}8.10^{11}$	2.10^{10}
Te	10000	40000		10000 * ou 25000 *
W(2)	10^{-3}	8.10^{-4}		
$\Delta\lambda$ (3)	Hγ : ± 9 Å ou ± 620 Km/s		Hβ : ± 500 Km/s	Hβ : ± 1,9 Å ou ± 120 Km/s

* Valeur choisie par hypothèse.
(1) Rayon de la surface de Lagrange, sur la droite joignant les centres des 2 étoiles.
(2) Coefficient de dilution au bord de l'enveloppe.
(3) Demi-largeur des raies.

De plus, on aurait E(B—V) = 0,25 seulement si les spectres pris à l'époque I + 0,5 étaient ceux d'une photosphère d'étoile O. Or l'absence de raies de l'helium ionisé et la faiblesse des raies de l'helium neutre font plutôt penser à une étoile B8 de gradient bleu $\varphi_b = 0{,}88$ d'où $E(\varphi_b) \leqslant 0{,}16$. On sait que $E(\varphi_b) = 3{,}47$ M [L. Divan, 1954] où M ≃ 0,5 E(B—V). On conclut donc E(B—V) ⩽ 0,10. (1)

On retiendra donc un modèle peu ou pas rougi.

(1) La valeur du gradient ultraviolet s'accorderait mieux avec l'hypothèse que les spectres pris à l'époque I + 0,5 sont ceux d'une photosphère d'étoile B_2 rougie : on trouve alors E(B — V) = 0,20.

Il n'a pas été possible de confirmer par les observations l'un des aspects de la théorie de Schatzman, l'alternance d'explosions débutant dans la zone équatoriale et d'explosions débutant dans les calottes polaires (la direction de référence étant la ligne des centres des deux composantes). Ce caractère se rattache probablement au caractère long ou court, c'est-à-dire à la *durée* du dégagement d'énergie. En effet, les explosions de caractère normal ou symétrique, loin d'alterner, semblent s'associer, comme le montre le tableau 5 *b* de l'Appendice 3, qui donne les probabilités de transition d'une explosion de caractère normal ou symétrique à une autre explosion.

L'interprétation des explosions des groupes VI et VII semble facile, d'après ce que nous avons vu au paragraphe 2 : il y aurait affaiblissement ou *arrêt* du dégagement de l'énergie explosive au moment où cette énergie commence à échauffer la photosphère apparente. Dans le cas des explosions du groupe VII, l'arrêt n'est pas définitif. On peut s'expliquer ainsi que la magnitude des paliers des explosions du groupe VII soit voisine de la magnitude au maximum des explosions du groupe VI.

Il est intéressant de comparer le modèle I de SS Cyg aux modèles de T CrB (R. P. Kraft, 1958), AE Aqr (Crawford et Kraft, 1956) et DQ Her (R. P. Kraft, 1959). Leurs caractéristiques sont données dans le tableau 5.9. Les composantes chaudes de T CrB et DQ Her ont une température nettement plus élevée que la composante chaude de SS Cyg, comme le montre la présence *permanente* de la raie He II 4686 dans leur spectre. Il en est de même de UX UMa. Les températures électroniques des régions où se produisent les fluctuations rapides sont donc probablement plus élevées pour ces trois étoiles que pour SS Cyg. On peut concevoir alors que le « rougissement statistique » dont nous avons parlé au chapitre III est différent pour les quatre étoiles. Mais cela n'explique pas pourquoi le rayonnement supplémentaire des trois premières étoiles est beaucoup plus bleu que celui donné par une enveloppe rayonnant par émission free-free et recombinaisons. De plus, l'étoile Mac Rae + 43°1, dont la composante chaude n'a pas une température très élevée, à en juger par l'absence de l'émission de He II [Greenstein, 1954], a elle aussi un rayonnement supplémentaire beaucoup plus bleu que celui de SS Cyg.

En conclusion, on peut dire que les étoiles de type U Gem sont des systèmes très complexes et que leur compréhension définitive nécessiterait que soient résolus d'abord un grand nombre de problèmes tels que : structure interne, stabilité et caractéristiques de l'atmosphère des sous-naines bleues simples ; effets d'échauffement et de réflexion dans des systèmes doubles serrés ; état physique d'enveloppes moins étendues et beaucoup plus denses que celles des Nébuleuses planétaires, effets de la turbulence dans ces enveloppes ; stabilité des frontières de zones H I et H II.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été fait à l'Institut d'Astrophysique de Paris. Qu'il me soit permis de remercier ici :

M. A. Danjon, Directeur de l'Institut d'Astrophysique, qui a suivi mes recherches avec une bienveillante attention.

M. D. Chalonge, ainsi que tous ses collaborateurs, qui m'ont initiée à l'observation astronomique et à la spectrophotométrie.

M. E. Schatzman, qui a dirigé mes recherches et à qui je dois de nombreux conseils.

M. M. Lenouvel et Broglia, qui m'ont initiée aux observations photoélectriques.

M. M. Dufay et Fehrenbach, qui m'ont accueillie à l'Observatoire de Haute Provence et M. Rösch qui m'a accueillie à l'Observatoire du Pic du Midi.

Mrs M. W. Mayall, Directrice de l'Astronomical Association of Variable Star Observers, et M. Gunnar Darsenius, qui m'ont fourni à plusieurs reprises de précieux renseignements sur la courbe de lumière de SS Cyg et de quelques autres étoiles de type U Gem.

Mme Hernandez et toutes les calculatrices du Bureau de Calcul de l'Institut d'Astrophysique, ainsi que M. Porte, qui ont accompli un grand nombre de calculs relatifs à ce travail.

M. J. Berger, Melle Bloch, MM. G. H. Herbig, P. Mianes, qui ont accepté de faire certaines observations.

Tous les collègues et amis qui m'ont aidée de leurs conseils et particulièrement M. R. Cayrel, ainsi que tous ceux qui ont participé à la présentation matérielle de ce travail.

APPENDICE 1

On trouvera dans l'Appendice 1 quelques précisions sur les systèmes photoélectriques utilisés dans les mesures qui ont été décrites au chapitre II.

Le tableau 1 donne les coefficients d'absorption atmosphérique et les équations de rattachement au système de Johnson et Morgan. Les notations sont classiques.

Si d_j^z, d_b^z, d_u^z sont les déviations mesurées sur les enregistrements lorsque l'étoile est à la distance zénithale z, et si $d_j^{(o)}$, $d_b^{(o)}$, $d_u^{(o)}$ sont les déviations correspondantes qui seraient mesurées en l'absence d'atmosphère, on définit pour chaque filtre un coefficient d'absorption atmosphérique K_f par la relation

$$-2.5 \log d_f^z = -2.5 \log d_f^{(o)} + K_f \sec z$$

(il s'agit de logarithmes décimaux).

On définit les indices de couleur photoélectriques

TABLEAU 1

COEFFICIENTS D'ABSORPTION ATMOSPHÉRIQUE ET ÉQUATIONS DE RATTACHEMENT AU SYSTÈME DE JOHNSON ET MORGAN

	NOVEMBRE 1953	NOVEMBRE 1956	ÉTÉ 1957
Observatoire	Haute-Provence	Pic du Midi	Pic du Midi
filtres	b, j	u, b, j	u, b, j
K_j	0.21	0.12	0.12
$K_b - K_j$	$0.139 - 0.028\ C_y^{(o)}$	$0.092 - 0.035\ C_y^{(o)}$	$0.092 - 0.035\ C_y^{(o)}$
$K_u - K_b$		0.26	0.25
V	$-2.5 \log d_j^{(o)} + c^{te}$	$-2.5 \log d_j^{(o)} - 0.06\ C_y^{(o)}$	comme en novembre 1956
B — V	$1.03\ C_y^{(o)} + 0.77$	$C_y^{(o)} + 0.800$ (1)	$1.02\ C_y^{(o)} + 0.73$
U — B		$C_u^{(o)} - 1.050$	$C_u^{(o)} - 1.13$

(1) Cette formule n'est plus valable pour les étoiles trop bleues ayant $B - V < -0.18$.

au zénith et en dehors de l'atmosphère par les relations

$$C_y^z = -2.5 \log d_b^z + 2.5 \log d_j^z,$$
$$C_u^z = -2.5 \log d_u^z + 2.5 \log d_b^z,$$

et

$$C_y^{(o)} = -2.5 \log d_b^{(o)} + 2.5 \log d_j^{(o)},$$
$$C_u^{(o)} = -2.5 \log d_u^{(o)} + 2.5 \log d_b^{(o)}.$$

Dans le but de comparer les observations d'intensité lumineuse de SS Cyg en 1956 et en 1957, il a été commode de définir des unités d'intensité lumineuse dans le système photoélectrique de 1957. Les observations de 1956 ont été rattachées à celles de 1957 en comparant les déviations en jaune d'une étoile constante, et en identifiant les couleurs de cette étoile, calculées d'après les équations du tableau 1. On a choisi arbitrairement les unités suivantes :

en jaune $I_\gamma = 100$ pour une étoile de magnitude $V = 11.80$ et $B-V \simeq 0.55$.

en bleu $I_\beta = 100$ pour une étoile de magnitude $B = 12.35$ et $B-V \simeq 0.55$.

en ultraviolet $I_\alpha = 100$ pour une étoile de magnitude $U = 11.42$ et $B-V \simeq 0.55$.

Les équations du tableau 1 montrent que l'on a alors :

$$V = 11.80 - 0.06\ (B\text{-}V - 0.55) - 2.5 \log_{10} \frac{I_\gamma}{100}.$$

$$B = 12.35 - 0.040\ (B\text{-}V - 0.55) - 2.5 \log_{10} \frac{I_\beta}{100}.$$

$$U = 11.42 - 0.040\ (B\text{-}V - 0.55) - 2.5 \log_{10} \frac{I_\gamma}{100}.$$

$$B-V = 0.55 - 2.55 \log_{10} (I_\beta / I_\gamma).$$

$$U-B = -0.93 - 2.5 \log_{10} (I_\alpha / I_\beta).$$

APPENDICE 2

COMPLÉMENTS SUR LA MÉTHODE DES AUTOCORRÉLOGRAMMES.

Soit un processus stochastique stationnaire continu x_t. Supposons que nous en ayons obtenu un échantillon de N observations discontinues, équidistantes dans le temps et sans lacunes. Nous définirons la fonction d'autocorrélation $r(\tau)$ (normée) et la fonction de densité spectrale sous la forme

$$(1) \quad r(\tau) = \frac{M\sum x_t\, x_{t+\tau} - \sum x_t \sum x_{t+\tau}}{\sqrt{M\sum x_t^2 - (\sum x_t)^2}\ \sqrt{M\sum x_{t+\tau}^2 - (\sum x_{t+\tau})^2}} = \frac{\mathrm{cov}(x_t, x_{t+\tau})}{(\mathrm{var}\ x_t . \mathrm{var}\ x_{t+\tau})^{1/2}},$$

$$(2) \quad S(\nu) = \int_0^\infty r(\tau) \cos 2\pi\nu\tau\, d\tau.$$

Chacune des sommes qui figure dans $r(\tau)$ comprend $M(\tau)$ termes, M étant le nombre de couples x_t, $x_{t+\tau}$ observés. On a ici $M(\tau) = N - \tau$.

1. SIGNIFICATION STATISTIQUE DES FONCTIONS D'AUTOCORRÉLATION ET DE DENSITÉ SPECTRALE ESTIMÉES.

La valeur des estimations (1) et (2) est limitée de 3 façons.

a) L'observation *discontinue* introduit une limi-

tation dans la détection des faibles périodes : on peut dire que la densité spectrale trouvée n'a de sens que pour les périodes supérieures à $2u$ ou même $4u$, u étant l'intervalle qui sépare deux observations consécutives.

b) Le temps fini T pendant lequel durent les observations introduit de même une limitation : on ne peut étudier les périodes supérieures à $\frac{T}{2}$ ou plutôt $\frac{T}{4}$.

c) Dans la bande de périodes comprises entre ces deux limites, le nombre *fini* d'observations introduit une erreur appréciable sur le coefficient d'autocorrélation et la fonction de densité spectrale. Cette erreur est fonction du nombre d'observations *indépendantes*, l'écart-type est donc de l'ordre de $\sqrt{\frac{m}{N}}$ où m est la plus petite valeur de τ telle que $r(\tau)$ ne soit pas significativement différent de zéro pour $\tau \geqslant m$. Plus précisément, l'erreur est un peu supérieure, du fait que les sommes servant à définir $r(\tau)$ comportent $M = N - \tau$ termes et non N. On peut donc admettre que l'erreur quadratique moyenne sur la fonction de densité spectrale est $a\sqrt{\frac{m}{N'}}\, S(\nu)$, où $a \sim \sqrt{2}$ dans le cas de l'estimation par la formule (2) [U. Grenander et M. Rosenblatt, 1956, chap. IV, 6] et où $N' = N - \frac{3}{4} m$ [J. W. Tukey, 1950, p. 57].

2. Utilisation de plusieurs échantillons.

Si l'on a observé plusieurs échantillons indépendants d'un *même* processus stochastique *stationnaire*, on obtient la meilleure estimation de la fonction d'autocorrélation et de la fonction de densité spectrale en prenant une moyenne pondérée des résultats obtenus pour chaque échantillon (1), c'est-à-dire pour p échantillons de longueurs N_1, N_2,...N_p

$$r(\tau) = \frac{N_1 r_1(\tau) + N_2 r_2(\tau) + \ldots N_p r_p(\tau)}{N_1 + N_2 + \ldots + N_p},$$

et une formule analogue pour $S(\nu)$.

Puisque les échantillons sont indépendants, les variances des estimations $r(\tau)$ et $S(\nu)$ sont

$$\text{var } r(\tau) = \frac{1}{N^2} \Sigma m_i N_i,$$

$$\text{var } S(\nu) = \frac{a^2}{N^2} \Sigma m_i N_i S_i^2(\nu),$$

(1) U. Grenander, communication privée.

où $N = \Sigma N_i$ et où m_i a pour chaque échantillon la signification définie au paragraphe 1 *c*.

Si les m_i sont approximativement égaux (processus stationnaire)

$$\text{var } r(\tau) \sim \frac{m}{N},$$

$$\text{var } S(\nu) \sim a^2 \frac{m}{N} T^2(\nu),$$

où $T(\nu)$ est une moyenne d'ordre 2 des $S_i(\nu)$ définie par

$$T^2(\nu) = \frac{\Sigma N_i S_i^2(\nu)}{N}.$$

$T(\nu)$ est donc comprise entre la moyenne $S(\nu)$ des $S_i(\nu)$ et la plus grande des p valeurs de $S_i(\nu)$ ($i = 1,2,\ldots p$).

Ainsi l'utilisation de plusieurs échantillons réduit l'erreur quadratique moyenne sur les fonctions d'autocorrélation et de densité spectrale par un facteur *au plus égal* à $\sqrt{p}$.

Il faut s'assurer d'autre part que les échantillons correspondent bien au *même* processus stochastique, c'est-à-dire que les estimations $S_1(\nu)$ et $S_2(\nu)$ sont bien deux estimations de la même fonction. Pour cela, Grenander et Rosenblatt proposent un test que nous utiliserons sous la forme suivante : on calcule

$$\sqrt{2}\,\alpha = \sqrt{\pi N}\; \frac{\max\limits_{\nu = \nu_0 \text{ à } \frac{1}{4u}} |S_1'(\nu) - \zeta S_2'(\nu)|}{\sqrt{\sum_1^m r_1^2(\tau) + \zeta^2 \sum_1^m r_2^2(\tau) + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\zeta^2}}.$$

où $\zeta = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2}$ est le rapport des variances des 2 échantillons, ν_0^{-1} est de l'ordre du quart de la durée du plus petit échantillon,

$$N = \frac{2 N_1 N_2}{N_1 + N_2} \quad \text{et} \quad S'(\nu) = \frac{\int_0^\nu S(t)\,dt}{\int_0^\infty S(t)\,dt}.$$

La probabilité que la valeur α soit dépassée est $1 - \Delta(\alpha)$ où $\Delta(\alpha)$ est donnée dans la table 1 du chap. VI du même ouvrage, p. 196.

3. Influence de lacunes dans les observations.

Dans un certain nombre de problèmes physiques (météorologie, astronomie), les lacunes dans les observations ne peuvent être évitées. Par exemple, dans l'étude des variations lumineuses rapides d'une étoile, il est nécessaire de mesurer de temps en temps le ciel et une étoile de comparaison.

Comment la présence de lacunes modifie-t-elle

l'estimation des fonctions d'autocorrélation et de densité spectrale ?

Si l'on a le choix, quelle est la meilleure façon de disposer les lacunes ? Faut-il préférer une disposition au hasard ou une disposition périodique ? de nombreuses lacunes de courte durée ou de rares lacunes plus longues ?

Ce problème n'a pas encore reçu de solution théorique.

Dans le cas où l'échantillon observé est extrêmement long, seule importe la *durée* des lacunes, et non leur disposition [U. Grenander et M. Rosenblatt, 1956, p. 58]. Il n'en est sans doute pas de même pour les échantillons usuels de 500 à 1000 éléments, comme ceux étudiés ici. Bornons-nous à quelques constatations faites sur ce cas particulier.

Dans les observations de l'intensité lumineuse de SS Cyg, la proportion de lacune est importante (Tableau 1, colonne 2) : elle atteint 50 %. En conséquence :

a) le nombre $M(\tau)$ de produits servant au calcul de la fonction d'autocorrélation est très inférieur à $N - \tau$. Les erreurs d'échantillonnage sont donc beaucoup augmentées : il faudra utiliser une valeur N' (valeur « moyenne » du nombre de couples observés) différente de $N - \frac{3}{4} m$; par exemple prendre $N' = N''$ égal au plus petit nombre de couples observés pour $\tau \leqslant m$ (Tableau 1, colonne 3).

b) En été 1957 et particulièrement pour la série G, les lacunes ont été disposées régulièrement toutes les 5 ou 10 minutes : la périodicité de $M(\tau)$ n'est pas très nette pour les séries F, H, I ; au contraire, pour la série G, $M(\tau)$ oscille avec une amplitude de l'ordre de $\Delta M = M_{min}(\tau)$. On vérifie que ces oscillations se retrouvent sur l'autocorrélogramme, mais l'amplitude en est très faible : $\Delta\ r \sim + 0.03$, lorsque $\Delta\ M(\tau) = -100$. On peut affirmer que $|\Delta r(\tau)| < 0.05$. $r(\tau)$ *croît en valeur absolue lorsque M décroît.*

c) Dans toutes les séries observées, $M(\tau)$ décroît très vite entre $\tau = 0$ et 5 minutes. On peut déduire de cela et de *b*) que la pente de l'autocorrélogramme peut être systématiquement sous-estimée au voisinage de $\tau = 0$, mais cet effet est probablement faible et n'a pu être mis en évidence.

4. Cas de la superposition de 2 processus stochastiques indépendants.

Supposons que le processus x_t puisse être décomposé en la somme de 2 processus stochastiques indépendants : $x_t = x_t^{(1)} + x_t^{(2)}$ où $x_t^{(1)}$ et $x_t^{(2)}$ ne sont pas corrélées.

On a alors :

$$(N - \tau) \sum_{t=1}^{N-\tau} x_t^{(1)}\, x_{t+\tau}^{(2)} = \sum_{t=1}^{N-\tau} x_t^{(1)} \sum_{t=1}^{N-\tau} x_{t+\tau}^{(2)},$$

et on trouve que les fonctions d'autocorrélation et de densité spectrale sont des moyennes pondérées des fonctions correspondantes relatives aux 2 processus composants :

$$r(\tau) = \alpha_1\, r_1(\tau) + (1 - \alpha_1)\, r_2(\tau),$$

où $\alpha_1 = \dfrac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ est indépendant de τ (σ_i^2 = variance de $x_t^{(i)}$).

On peut donc chercher à interpréter un autocorrélogramme ou une fonction de densité spectrale en y reconnaisant la somme de 2 fonctions que l'on sait interpréter. Nous chercherons à interpréter les observations de SS Cyg par la superposition d'un processus périodique, lié essentiellement à la fréquence des sursauts, et d'un processus d'amortissement, lié à la fois à la durée et à la fréquence des sursauts.

5. Application aux observations photoélectriques de SS Cyg.

A) *Les données.*

Le tableau 1 résume les données.

(1) Désignation de la série ; la date est donnée dans le tableau 3.2.

(2) Nombre de données, y compris les lacunes. C'est aussi la durée de l'observation, exprimée en demi-minutes. La proportion de lacunes est indiquée entre parenthèses.

(3) N'' : Plus petit nombre de couples observés, pour toutes les valeurs de τ inférieures à m.

(4) m : Valeur de τ (exprimé en 1/2 minutes) telle que $r(\tau)$ reste sensiblement constant pour $\tau \geqslant m$. En général, $r(\tau)$ ne diffère pas sensiblement de zéro pour $\tau \geqslant m$, sauf pour les séries G et J où les valeurs asymptotiques de $r(\tau)$ sont 0.20 et 0.20 à 0.40 respectivement.

(5) Erreur quadratique moyenne sur $r(\tau)$. C'est aussi l'ordre de grandeur de l'erreur *relative* sur la fonction de densité spectrale. Cette valeur, obtenue en utilisant N'' au lieu de N, est certainement surestimée.

(6) Valeur moyenne de l'intensité lumineuse en

ultraviolet, pour toute la série. Elle est exprimée en unités de 1957.

(7) Écart-type de I_α.

(8) Rapport de l'écart moyen $\overline{|I_\alpha - \bar{I}_\alpha|}$ à l'écart-type de I_α, pour chaque série.

B) *Groupement des échantillons.*

La colonne (5) du Tableau 1 montre que les erreurs d'échantillonnage pour une série sont considérables. On a donc cherché à les grouper, selon la méthode rappelée au paragraphe 2. On trouve les probabilités suivantes pour que les séries proviennent du même processus stochastique :

A et B, A et C, B et C : Probabilité supérieure à 90 %
H et G : Probabilité supérieure à 90 %
H et I, H et B : Probabilité inférieure à 10 %
H et B : Probabilité inférieure à 1‰.

Le groupement des séries A, B, C, d'une part et G, H, I, J d'autre part, réduit les erreurs d'échantillonnage, mais elles restent grandes.

TABLEAU I (Appendice 2)

MÉTHODE DES AUTOCORRÉLOGRAMMES ET DES SPECTRES. DONNÉES.

Série	N	N″	m	$\sqrt{\frac{m}{N''}}$	$\bar{I}_\alpha$	σ	$\frac{e}{\sigma}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
A	469 (31 %)	170	48	0.53	191	24.8	0.80
B	491 (31 %)	180	37	0.46	174	20.9	0.75
C	548 (31 %)	240	45	0.43	232	22.3	0.84
(A B C)	1508 (31 %)	600	45	0.27	201		
D	291 (43 %)						
E	454 (52 %)						
F	400 (45 %)						
G	945 (44 %)	200	90	0.67	108	14	0.83
H	1053 (28 %)	520	48	0.30	129	15.4	0.80
I	888 (31 %)	385	54	0.38	115	9.9	0.78
J	983 (50 %)	290	40	0.37	109	9.9	0.81
(G H I J)	3869 (38 %)	1357	65	0.22	116.5	(15.5)	

APPENDICE 3.

LA COURBE DE LUMIÈRE DE SS CYG

1. Liste des maxima de SS Cyg.

Les moyennes journalières de la magnitude visuelle de SS Cyg ont été publiées depuis 1896 dans les revues indiquées dans le tableau 1, d'après les observations de l'American Association of Variable Star Observers (A. A. V. S. O.).

Les mêmes publications indiquent la liste des maxima, de 1896 à 1951. Pour les explosions de 1951 à 1959, la liste des maxima se trouve dans

Journ. of the Roy. Astron. Soc. of Canada, nos 46 à 54 (1952 à juin 1960).

Le tableau 2 donne la liste de tous les maxima de SS Cyg de 1896 à 1957.

Le numéro est celui adopté par l'A. A. V. S. O. J'ai ajouté le numéro 298a, maximum peu brillant du groupe VI. Les colonnes intitulées T_1 et T_2 donnent la classification du maximum d'après L. Campbell (1934) et d'après la présente étude (chap. IV, tableau 4.8) respectivement. Les dates I 10.0 et D 10.0 sont celles où la magnitude visuelle de l'étoile atteint la valeur 10.0 au début et à la fin d'une explosion ; elles ont généralement été prises dans les publications du tableau 1, sauf celles

TABLEAU 1

Bibliographie

2 413 800 à 2 427 299		1896 à 1934	L. Campbell, HA **90**, n° 3, 1934.
7 074	7 438	1934	HC **395**, 2, 1934.
7 439	7 803	1934	HC **407**, 2, 1935.
7 804	8 168	1935	HC **415**, 2, 1936.
8 169	8 534	1936	HC **427**, 5, 1937.
8 530	9 630	1937 à 1939	Mrs. Mayall, communication privée.
9 630	9 999	1940	PA **49**, 95, 1941.
2 430 000 à 2 430 359		1941	PA **50**, 227, 1942 et 1 observation dans PA **53**, 517, 1945.
0 360	0 729	1942	PA **51**, 400, 1943.
0 720	1 089	1943	PA **52**, 410, 1944.
1 000	1 900	1944 à 1946	HA **116**, nos 2, 3, 4, p. 122, 187 et 257.
1 700	2 185	1946	HR **300**, 6 et PA **55**, 106, 1947.
2 150	2 549	1947	HR **316**, 5 et PA **56**, 111, 1948.
2 550	2 920	1948	HR **327**, 8 et PA **57**, 1949.
2 920	3 250	1949	HR **339**, 5 et PA **58**, 1950.
3 250	3 649	1950	HR **356**, 8 et PA **59**, 162, 1951.
3 600	3 999	Nov. 1950 à Déc. 1951	AAVSO Quart. Rep. **18**, 57.
4 000	4 399	Déc. 1951 à Janv. 1953	AAVSO Quart. Rep. **19**, 46.
4 400	4 799	Janv. 1953 à Fév. 1954	AAVSO Quart. Rep. **20**, 47, 1958.
4 800	5 199	Fév. 1954 à Avr. 1955	AAVSO Quart. Rep. **21**, 46, 1958.
5 200	5 599	Avr. 1955 à Mai 1956	AAVSO Quart. Rep. **22**, 46, 1959.
5 600	5 999	Mai 1956 à Juin 1957	AAVSO Quart. Rep. **23**, 47, 1959.

des maxima 290 à 311 qui ne sont pas publiées et celles de quelques autres maxima que j'ai corrigées, d'après le tracé de la courbe de lumière, compte tenu du poids de chacune des observations. Dans le cas où la magnitude 10.0 n'est pas atteinte, on a donné entre parenthèses la date du maximum d'éclat. La durée p du cycle (intervalle séparant le début I 10.0 d'une explosion du début I 10.0 de l'explosion suivante), la durée d de l'explosion (différence D 10.0 — I 10.0) et la durée d' du minimum suivant (intervalle séparant la fin D 10.0 d'une explosion du début I 10.0 de l'explosion suivante) sont indiquées dans les colonnes 6, 9, 10.

La magnitude au maximum d'éclat (colonne 7) est généralement celle trouvée dans les publications du tableau 1, sauf quelques corrections et additions. L'énergie E émise au cours d'une explosion (colonne 8) a été définie au chapitre IV, 5 par la relation

$$E = \int_{\text{explosion}} (I_v - I_{v\ \min})\, dt,$$

où l'on a pris $I_{v\ \min}$ correspondant à la magnitude 12.0.

Elle est exprimée en quantité d'énergie émise pendant un jour par l'étoile supposée de magnitude

TABLEAU 2. — Liste des maxima de SS Cyg.

N°	T_1	T_2	I 10,0	D 10,0	p	m_{max}	E	d	d′	$\overline{m}_{min}$
1	C4	V	2413879,0	2413891,0	57,1	8,8	158	12,0	45,1	11,5
2	C6	III	936,1	955,0	68,2	8,4	360	18,9	49,3	11,7
3	A3	II	4004,3	4011,6	35,1	8,4	155	7,3	27,8	11,8
4	A1	II	039,4	045,1	39,6	8,8	100	5,7	33,9	11,7
5	A8	I	079,0	094,1	66,1	8,5	318	15,1	51,0	11,9
6	A4	II	145,1	153,2	50,8	8,6	143	8,1	42,7	11,9
7	A8	I	195,9	210,3	63,3	8,5	302	14,4	48,9	11,9
8	A4	II	259,2	267,3	47,8	8,5	148	8,1	39,7	12,0
9	A8	I	307,0	321,3	63,4	8,6	313	14,3	49,1	12,0
10	A3	II	370,4	377,4	57,0	8,6	148	7,0	50,0	12,0
11	A9	I	427,4	442,7	63,7	8,4	330	15,3	48,4	12,0
12	A2	II	491,1	497,5	46,7	8,6	125	6,4	40,3	12,0
13	A7	I	537,8	551,4	67,2	8,5	312	13,6	53,6	12,0
14	A2	II	605,0	611,7	56,6	8,6	120	6,7	49,9	12,0
15	A8	I	661,6	676,2	59,5	8,5	300	14,6	44,9	12,0
16	A1	II	721,1	727,1	55,5	8,6	125	6,0	49,5	11,9
17	A7	I	776,6	790,6	61,4	8,3	319	14,0	47,4	12,0
18	A5	II	838,0	847,6	51,9	8,5	157	9,6	42,3	11,9
19	A9	I	889,9	904,9	63,5	8,4	330	15,0	48,5	12,0
20	A2	II	953,4	960,6	31,7	8,6	136	7,2	24,5	11,8
21	D2	V	985,1	994,9	35,6	8,9	136	9,8	25,8	12,0
22	A8	I	5020,7	5035,0	63,5	8,6	299	14,3	49,2	11,9
23	A6	I	084,2	096,4	51,5	8,4	259	12,2	39,3	11,9
24	A1	II	135,7	141,4	64,5	8,6	127	5,7	58,8	12,0
25	A9	I	200,2	216,0	70,5	8,3	350	15,8	54,7	12,1
26	A4	II	270,7	279,0	57,9	8,5	149	8,3	49,6	12,0
27	A9	I	328,6	344,5	47,9	8,4	341	15,9	32,0	12,0
28	A1	II	376,5	382,7	40,0	8,6	108	6,2	33,8	12,0
29	A7	I	416,5	430,4	54,5	8,3	312	13,9	40,6	12,0
30	A1	II	471,0	476,9	42,0	8,5	131	5,9	36,1	12,0
31	A7	I	513,0	526,8	59,6	8,3	327	13,8	45,8	12,0
32	A3	II	572,6	579,8	43,2	8,4	131	7,2	36,0	12,0
33	A7	I	615,8	629,1	56,0	8,4	288	13,3	42,7	12,0
34	A4	II	671,8	680,1	50,7	8,4	151	8,3	42,4	12,0
35	A7	I	722,5	736,5	60,8	8,4	306	14,0	46,8	12,0
36	A4	II	783,3	791,3	58,0	8,5	153	8,0	50,0	11,9
37	A8	I	841,3	855,8	45,1	8,2	319	14,5	30,6	12,0
38	C2	V	886,4	894,3	59,5	8,6	137	7,9	51,6	12,0
39	A7	I	945,9	960,0	54,4	8,3	327	14,1	40,3	12,0
40	A1	II	6000,3	6005,3	59,7	8,4	122	5,0	54,7	12,0
41	A8	I	060,0	074,5	54,1	8,4	324	14,5	39,6	11,9
42	A1	II	114,1	120,5	38,9	8,6	193	6,4	32,5	11,9
43	D2	V	153,0	162,7	47,0	8,9	138	9,7	37,3	11,6
44	C6	III	200,0	218,8	54,1	8,4	396	18,8	35,3	11,4
45	A1	II	254,1	260,2	34,4	8,5	132	6,1	28,3	11,7
46	A4	II	2416288,5	2416296,6	30,5	8,6	115	8,1	22,4	11,7
47	A8	I	319,0	333,3	48,1	8,3	306	14,3	33,8	11,9
48	A4	II	367,1	375,0	37,2	8,3	154	7,9	29,3	11,8
49	A5	II	404,3	413,8	32,2	8,5	229	9,5	22,7	12,0
50	A2	II	436,5	443,6	36,1	8,7	113	7,1	29,0	11,9
51	A9	I	472,6	487,7	50,5	8,4	316	15,1	35,4	12,0
52	B1	IV	523,1	529,4	41,8	9,0	96	6,3	35,5	-
53	C6	III	564,9	582,0	66,1	8,5	357	17,1	49,0	11,9
54	A5	II	631,0	640,0	44,3	8,4	187	9,0	35,3	11,7
55	C5	III	675,3	691,8	63,4	8,3	352	16,5	46,9	11,9
56	A3	II	738,7	745,9	40,1	8,4	165	7,2	32,9	11,9
57	A8	I	778,8	793,7	75,1	8,5	300	14,9	60,2	11,9
58	A5	II	853,9	863,1	47,0	8,5	216	9,2	37,8	11,8
59	A6	I	900,9	913,3	64,3	8,3	279	12,4	51,9	11,7
60	A3	II	965,2	972,2	38,7	8,3	173	7,0	31,7	12,1
61	A7	I	7003,9	7017,0	53,7	8,3	373	13,1	40,6	12,1
62	A1	II	057,6	063,7	41,0	8,6	182	6,1	34,9	12,0
63	A7	I	098,6	112,4	44,6	8,4	276	13,8	30,8	12,0
64	A1	II	143,2	149,3	28,8	8,5	99	6,1	22,7	12,0
65	A8	I	172,0	187,0	47,9	8,5	287	15,0	32,9	12,0
66	A4	II	219,9	227,9	38,6	8,6	164	8,0	30,6	11,9
67	A7	I	258,5	272,4	37,9	8,4	325	13,9	24,0	12,0
68	A1	II	296,4	302,8	32,7	8,6	139	6,4	26,3	12,0
69	A3	II	329,1	336,4	35,9	8,5	174	7,3	28,6	12,0
70	A7	I	365,0	379,0	45,0	8,4	352	14,0	31,0	12,0
71	A3	II	410,0	417,0	37,0	8,4	129	7,0	30,0	11,9
72	C5	III	447,0	464,0	60,0	8,3	327	17,0	43,0	11,9
73	B2	IV	507,0	514,6	36,0	8,7	161	7,6	28,4	11,8
74	C4	V	543,0	554,4	42,3	8,8	189	11,4	30,9	11,8
75	B2	IV	585,3	593,1	29,7	8,6	200	7,8	21,9	11,8
76	A7	I	615,0	628,3	48,6	8,5	254	13,3	35,3	11,8
77	B1	IV	663,6	670,0	47,4	8,9	99	6,4	41,0	11,9
78	A5	II	711,0	720,1	33,1	8,5	117	9,1	24,0	11,8
79	A9	I	744,1	759,8	56,3	8,4	337	15,7	40,6	11,9
80	C2	V	800,4	809,6	67,6	8,5	227	9,2	58,4	12,0
81	A9	I	868,0	883,0	48,9	8,4	298	15,0	33,9	11,9
82	C3	V	916,9	926,7	49,2	8,6	181	9,8	39,4	12,0
83	A8	I	966,1	980,4	43,7	8,4	305	14,3	29,4	11,7
84	C1	VI	8009,8	8013,8	28,0	9,5	56	4,0	24,0	11,9
85	D1	VI	037,8	041,6	28,7	9,7	57	3,8	24,9	11,8
86	C6	III	066,5	084,1	75,4	8,4	357	17,6	57,8	11,9
87	C3	V	141,9	151,2	22,9	8,7	163	9,3	13,6	11,3
88	D1	VI	164,8	167,6	28,2	10,05	43	2,8	25,4	11,7
89	D4	III	193,0	214,4	36,5	8,4	405	21,4	15,1	11,1
90	D1	VI	229,5	234,6	24,9	9,7	70	5,1	19,8	10,8

Liste des maxima de SS Cyg *(suite)*

N°	T_1	T_2	I 10,0	D 10,0	p	m_{max}	E	d	d′	$\bar{m}_{min}$
91	D2	V	2418254,4	2418265,0	32,3	8,9	193	10,6	21,7	10,9
92	D3	VII	286,7	303,3	49,8	8,9	286	16,6	33,2	10,9
93	D3	V	336,5	351,4	41,0	8,9	197	14,9	26,1	11,2
94	D3	VII	377,5	393,3	38,2	8,8	220	15,8	22,4	11,2
95	C6	III	415,7	433,1	53,3	8,4	344	17,4	35,9	11,5
96	A3	II	469,0	476,2	47,0	8,6	130	7,2	39,8	11,7
97	C5	III	516,0	530,8	51,4	8,4	293	14,8	36,6	11,8
98	A2	II	567,4	574,7	24,2	8,5	129	7,5	16,9	11,7
99	A2	II	591,6	598,9	51,2	8,7	82	7,3	43,9	11,6
100	A9	I	642,8	658,5	55,8	8,4	317	15,7	40,1	11,6
101	B2	II	698,6	706,8	26,7	8,6	107	8,2	18,5	11,7
102	B2	IV	725,3	733,3	47,0	8,6	121	8,0	39,0	11,9
103	A8	I	772,3	787,1	43,7	8,5	315	14,8	28,9	11,7
104	A1	II	816,0	822,3	30,0	8,6	102	6,3	23,7	12,0
105	A2	II	846,0	853,0	37,6	8,6	122	7,0	30,6	11,8
106	A9	I	883,6	898,8	81,0	8,4	373	15,2	65,8	11,9
107	C3	IV	964,6	974,0	49,1	8,5	163	9,4	39,7	12,0
108	A8	I	9013,7	9028,2	58,1	8,5	275	14,5	43,6	12,0
109	A2	II	071,8	078,9	72,4	8,5	144	7,1	65,3	11,9
110	A8	I	144,2	158,4	76,8	8,4	310	14,2	62,6	12,0
111	A3	II	221,0	228,3	50,8	8,5	150	7,3	43,5	12,0
112	A7	I	271,8	285,6	66,3	8,4	277	13,8	52,5	11,9
113	A2	II	338,1	345,2	47,9	8,6	121	7,1	40,8	11,9
114	A7	I	386,0	399,8	44,7	8,4	285	13,8	30,9	11,9
115	A1	II	430,7	436,8	45,3	8,6	105	6,1	39,2	11,9
116	A8	I	476,0	490,4	65,2	8,4	257	14,4	50,8	11,9
117	A7	I	541,2	554,4	70,1	8,4	271	13,2	56,9	12,0
118	A4	II	611,3	619,4	67,7	8,5	148	8,1	59,6	12,1
119	A9	I	679,0	694,8	61,1	8,4	316	15,8	45,3	12,0
120	A7	I	740,1	754,3	59,7	8,4	279	14,2	45,5	12,0
121	C2	V	799,8	809,3	38,3	8,6	185	9,5	28,8	12,0
122	A7	I	838,1	852,3	66,9	8,4	296	14,2	52,7	12,0
123	B3	III	905,0	919,2	53,6	8,4	305	14,2	39,4	11,9
124	C2	V	958,6	967,6	56,8	8 6	150	9,0	47,8	12,0
125	A8	I	20015,4	20029,9	62,7	8,3	280	14,5	48,2	11,9
126	C4	V	078,1	089,4	70,3	8,6	164	11,3	59,0	12,0
127	A7	I	148,4	162,3	50,4	8,4	283	13,9	36,5	12,0
128	A5	II	198,8	208,2	54,1	8,5	121	9,4	44,7	11,9
129	A9	I	252,9	268,0	63,5	8,2	329	15,1	48,4	11,8
130	A5	II	316,4	325,6	42,4	8,3	162	9,2	33,2	11,8
131	A9	I	358,8	374,7	44,7	8,4	306	15,9	28,8	11,7
132	D2	V	403,5	412,8	38,8	8,7	132	9,3	29,5	11,9
133	A2	II	442,3	449,3	50,3	8,6	100	7,0	43,3	12,0
134	A9	I	492,6	507,8	78,0	8,3	279	15,2	62,8	12,1
135	A4	II	570,6	578,8	60,0	8,4	129	8,2	51,8	12,0
136	A9	I	2420630,6	2420645,8	42,1	8,4	362	15,2	26,9	11,9
137	D2	V	672,7	683,0	56,1	8,6	154	10,3	45,8	12,0
138	C6	III	728,8	746,3	65,2	8,4	344	17,5	47,7	11,9
139	A4	II	794,0	801,8	52,9	8,5	113	7,8	45,1	12,0
140	A8	I	846,9	861,9	45,7	8,4	305	15,0	30,7	12,0
141	A2	II	892,6	899,0	52,8	8,6	121	6,4	46,4	11,9
142	B4	III	945,4	962,3	48,0	8,3	357	16,9	31,1	11,9
143	C3	VII	993,4	1003,2	31,1	8,5	156	9,8	21,3	11,9
144	B3	III	1024,5	039,9	38,9	8,4	311	15,4	23,5	11,8
145	A5	II	063,4	072,9	32,9	8,4	145	9,5	23,4	11,8
146	B4	I	096,3	114,6	36,2	8,4	408	18,3	17,9	11,7
147	B1	IV	132,5	138,3	26,4	9,1	69	5,8	20,6	11,4
148	A2	II	158,9	165,9	32,3	8,5	114	7,0	25,3	11,6
149	A2	II	191,2	198,5	28,8	8,7	125	7,3	21,5	11,8
150	A1	II	220,0	226,2	39,7	8,6	92	6,2	33,5	12,0
151	A8	I	259,7	274,4	68,6	8,5	278	14,7	53,9	11,8
152	A8	I	328,3	342,7	68,1	8,4	289	14,4	53,7	11,8
153	A7	I	396,4	410,0	37,2	8,3	324	13,6	23,6	11,8
154	C1	VI	433,6	436,7	25,6	9,5	56	3,1	22,5	11,8
155	D2	VII	459,2	469,5	62,7	8,5	163	10,3	52,4	11,7
156	A7	I	521,9	535,5	50,3	8,3	324	13,6	36,7	11,8
157	A1	II	572,2	578,6	51,1	8,6	121	6,4	44,7	11,8
158	A8	I	623,3	638,0	60,7	8,4	306	14,7	46,0	12,0
159	C3	V	684,0	693,5	61,1	8,5	174	9,5	51,6	11,9
160	A8	I	745,1	759,6	62,6	8,3	329	14,5	48,1	11,9
161	C2	V	807,7	816,9	34,4	8,5	147	9,2	25,2	11,9
162	A4	II	842,1	850,6	58,0	8,6	127	8,5	49,5	11,9
163	A8	I	900,1	914,3	41,5	8,4	332	14,2	27,3	11,9
164	A2	II	941,6	948,5	39,5	8,8	105	6,9	32,6	11,9
165	A4	II	981,1	989,6	24,3	8,6	152	8,5	15,8	11,8
166	B3	III	2005,4	2020,5	35,4	8,7	283	15,1	20,3	11,9
167	A2	II	040,8	047,9	30,2	8,6	110	7,1	23,1	11,9
168	C6	III	071,0	089,8	57,6	8,4	381	18,8	38,8	11,8
169	C3	V	128,6	139,2	26,5	8,6	157	10,6	15,9	11,5
170	D1	VI	155,1	160,4	49,4	9,6	65	5,3	44,1	11,6
171	A8	I	204,5	219,3	59,4	8,4	281	14,8	44,6	11,9
172	A3	II	263,9	271,1	66,5	8,5	126	7,2	59,3	11,9
173	A9	I	330,4	345,4	68,6	8,4	337	15,0	53,6	11,9
174	A6	I	399,0	411,3	60,7	8,3	292	12,3	48,4	11,9
175	A3	II	459,7	467,0	33,9	8,4	116	7,3	26,6	11,9
176	A9	I	493,6	508,6	73,4	8,4	295	15,0	58,4	12,0
177	A6	I	567,0	579,7	74,0	8,4	271	12,7	61,3	12,0
178	A5	II	641,0	650,0	74,1	8,5	145	9,0	65,1	12,0
179	A7	I	715,1	729,2	87,5	8,4	295	14,1	73,4	11,9
180	B3	III	802,6	818,0	72,3	8,4	304	15,4	56,9	11,9

Liste des maxima de SS Cyg *(suite)*

N°	T_1	T_2	I 10,0	D 10,0	p	m_{max}	E	d	d'	$\overline{m}_{min}$
181	A4	II	2422874,9	2422882,8	70,3	8,5	147	7,9	62,4	11,9
182	A9	I	945,2	960,8	68,6	8,3	328	15,6	53,0	11,9
183	A4	II	3013,8	3021,5	70,2	8,5	134	7,7	62,5	11,9
184	A9	I	084,0	100,0	50,5	8,3	339	16,0	34,5	11,8
185	C3	V	134,5	144,2	39,5	8,7	147	9,7	29,8	11,9
186	A4	II	174,0	181,9	55,0	8,5	131	7,9	47,1	12,0
187	A9	I	229,0	244,7	76,4	8,4	371	15,7	60,7	12,0
188	A4	II	305,4	313,3	37,2	8,6	148	7,9	29,3	11,9
189	C5	III	342,6	359,4	44,3	8,5	352	16,8	27,5	11,9
190	C2	V	386,9	395,9	51,7	8,7	163	9,0	42,7	11,9
191	A9	I	438,6	453,1	52,5	8,4	294	14,5	38,0	11,9
192	A5	II	491,1	500,6	29,9	8,5	154	9,5	20,4	11,8
193	A4	II	521,0	529,0	33,6	8,5	160	8,0	25,6	11,8
194	C6	III	554,6	572,5	44,6	8,3	343	17,9	26,7	11,7
195	A2	II	599,2	606,5	32,7	8,6	124	7,3	25,4	11,8
196	A2	II	631,9	638,8	48,5	8,6	115	6,9	41,6	11,8
197	C6	III	680,4	698,1	52,6	8,3	334	17,7	34,9	11,8
198	A1	II	733,0	739,9	29,7	8,6	117	6,9	22,8	11,8
199	C1	VI	762,7	767,5	22,3	9,5	69	4,8	17,5	11,8
200	D4	III	785,0	805,8	62,7	8,4	341	20,8	41,9	11,8
201	C3	V	847,7	858,2	42,4	8,6	186	10,5	31,9	11,8
202	C6	III	890,1	907,8	41,0	8,4	327	17,7	23,3	11,8
203	A1	II	931,1	937,3	28,4	8,6	112	6,2	22,2	11,4
204	C2	V	959,5	968,8	36,5	8,6	144	9,3	27,2	11,8
205	A2	II	996,0	4002,9	31,0	8,7	106	6,9	24,1	11,8
206	A9	I	4027,0	042,6	54,8	8,4	317	15,6	39,2	11,7
207	B2	II	081,8	089,7	38,7	8,6	132	7,9	30,8	11,8
208	D2	V	120,5	130,2	35,7	8,7	159	9,7	26,0	11,8
209	D2	V	156,2	165,8	57,6	8,7	149	9,6	48,0	11,9
210	C6	III	213,8	232,2	50,5	8,4	411	18,4	32,1	11,6
211	D2	V	264,3	272,5	37,0	8,9	136	8,2	28,8	11,6
212	C2	V	301,3	310,4	38,6	8,6	161	9,1	29,5	11,6
213	C3	V	339,9	350,3	48,1	8,7	167	10,4	37,7	11,7
214	C5	III	388,0	404,6	81,1	8,5	310	16,6	64,5	12,0
215	A2	II	469,1	476,0	55,3	8,6	122	6,9	48,4	11,9
216	C6	III	524,4	542,6	65,8	8,4	363	18,2	47,6	11,9
217	A3	II	590,2	597,3	53,6	8,5	144	7,1	46,5	12,0
218	B3	III	643,8	658,9	64,3	8,5	298	15,1	49,2	11,9
219	B2	IV	708,1	715,6	49,8	8,5	157	7,5	42,3	11,8
220	C4	V	757,9	770,5	74,6	8,6	196	12,6	62,0	11,9
221	A10	I	832,5	848,7	62,7	8,4	333	16,2	46,5	11,8
222	B2	IV	895,2	903,7	43,3	8,66	143	8,5	34,8	11,6
223	A2	II	938,5	945,7	40,5	8,65	127	7,2	33,3	11,7
224	A8	I	979,0	993,3	55,3	8,32	296	14,3	41,0	11,8
225	A3	II	5034,3	5041,3	41,6	8,55	122	7,0	34,6	11,7

N°	T_1	T_2	I 10,0	D 10,0	p	m_{max}	E	d	d'	$\overline{m}_{min}$
226	A4	II	2425075,9	2425084,1	35,3	8,53	128	8,2	27,1	11,5
227	A9	I	111,2	126,3	52,9	8,48	315	15,1	37,8	11,8
228	A4	II	164,1	171,2	34,7	8,55	118	7,1	27,6	11,8
229	A5	II	198,8	208,2	33,3	8,69	145	9,4	23,9	11,8
230	B2	II	232,1	240,3	33,8	8,70	117	8,2	25,6	11,8
231	A8	I	265,9	280,7	59,0	8,52	280	14,8	44,2	11,8
232	A4	II	324,9	332,9	35,5	8,48	152	8,0	27,5	11,75
233	A8	I	360,4	375,5	85,6	8,45	287	15,1	70,5	11,75
234	B3	III	446,0	461,3	56,0	8,30	347	15,3	40,7	11,75
235	D2	V	502,0	511,6	71,1	8,80	133	9,6	61,5	11,8
236	A8	I	573,1	588,2	77,9	8,44	313	15,1	62,8	11,85
237	B2	IV	651,0	659,1	77,8	8,56	145	8,1	69,7	11,9
238	C5	III	726,8	745,7	66,2	8,25	372	16,9	49,3	11,8
239	A4	II	795,0	803,3	75,8	8,36	161	8,3	67,5	11,75
240	A8	I	870,8	885,3	50,5	8,27	329	14,5	36,0	11,5
241	A4	II	921,3	929,3	51,5	8,63	128	8,0	43,5	11,8
242	A8	I	972,8	986,5	46,1	8,37	312	13,7	32,4	11,7
243	A2	II	6018,9	6025,8	48,4	8,59	120	6,9	41,5	11,7
244	B3	I	067,3	082,6	70,4	8,43	297	15,3	55,1	11,7
245	A7	I	137,7	150,8	44,1	8,4	274	13,1	31,0	11,7
246	D2	VII	181,8	192,3	48,1	8,9	137	10,5	37,6	11,85
247	C3	V	229,9	239,8	31,6	8,64	149	9,9	21,7	11,8
248	B3	I	261,5	276,2	61,9	8,43	288	14,7	47,2	11,85
249	C3	V	323,4	333,2	73,6	8,69	150	9,8	63,8	11,85
250	A7	I	397,0	410,3	42,1	8,20	316	13,3	28,8	11,55
251	D1	VI	439,1	444,2	26,8	9,6	56	5,1	21,7	11,8
252	D1	VI	465,9	470,4	20,9	9,6	55	4,5	16,4	11,7
253	D1	VI	486,8	492,0	22,2	9,8	35	5,2	17,0	11,65
254	A7	I	509,0	522,2	102,0	8,32	306	13,2	88,8	11,75
255	B3	III	611,0	626,4	56,1	8,42	318	15,4	40,7	11,7
256	C3	V	667,1	677,0	58,1	8,75	146	9,9	48,2	11,8
257	A10	I	725,2	741,5	51,8	8,37	314	16,3	35,5	11,9
258	C2	V	777,0	786,2	49,0	8,41	155	9,2	39,8	11 85
259	A7	I	826,0	839,3	41,7	8,27	332	13,3	28,4	11,8
260	C2	V	867,7	877,0	43,1	8,70	136	9,3	33,8	11,95
261	D2	V	910,8	922,9	86,2	8,54	170	12,1	74,1	11,9
262	A10	I	997,0	7014,2	54,8	8,17	409	17,2	7,6	12
263	A1	II	7051,8	058,3	41,7	8,60	108	6,5	35,2	12
264	A9	I	093,5	109,3	70,2	8,48	291	15,8	54,4	11,95
265	A4	II	163,7	172,0	61,2	8,40	152	8,3	52,9	11,85
266	A8	I	224,9	239,8	78,3	8,25	347	14,9	63,4	11,85
267	C2	V	303,2	312,2	42,8	8,68	132	9,0	33,8	11,95
268	C1	VI	346,0	348,0	13	9,9	42	2,0	11	11,4
269	C1	VI	(359)	(359)	78,7	10,17	26	(0)	78,7	11,95
270	A10	I	437,7	455,2	45,3	8,41	352	17,5	27,8	11,8

Liste des maxima de SS Cyg *(suite)*

N°	T_1	T_2	I 10,0	D 10,0	p	m_{max}	E	d	d′	$\overline{m}_{min}$
271	B ?	IV	2427483,0	2427495,2	31,1	9,40	113	12,2	18,9	11,6
272	D1	VI	514,1	519,5	61,8	9,72	51	5,4	56,4	12,05
273	A9	I	575,9	591,8	87,9	8,14	371	15,9	72,0	11,8
274	B3	III	663,8	678,7	60,8	8,42	295	14,9	45,9	11,95
275	B3	III	724,6	739,7	54,9	8,35	276	15,1	39,8	11,95
276	C2	V	779,5	789,7	60,5	8,62	149	10,2	50,3	11,95
277	A8	I	840,0	854,5	81	8,30	298	14,5	67	11,9
278	A7	I	921,0	934,5	81	8,31	321	13	67,5	11,95
279	A7	I	8002,0	8015,0	50	8,34	296	13	37	11,85
280	C3	V	052,0	062,5	56	9,07	128	10,5	45,5	11,85
281	B3	III	108,0	124,0	67	8,27	307	16,0	51,0	11,95
282	A8	I	175,0	189,5	45±	8,5	261	14,5	30±	11,95
283	A1	II	220,±	225,±	25,8±	8,7	83	5±	21±	12
284	A5	II	245,8	266,0	45,2±	8,48	170	10,2	25	12
285	B3	III	291,0	307,2	90,5	8,37	345	16,2	74,3	11,95
286	B3	III	381,5	396,5	50,5	8,30	321	15,0	35,5	11,6
287	C3	V	432,0	442,0	26,8	8,62	154	10,0	16,0	11,6
288	D1	VI	458,8	459,2	42,4	10,06	19	0,4	42,0	11,5
289	C6	III	501,2	519,8	34,8	8,34	329	18,6	15,9	11,4
290	-	VI	535,7	539,3	28,7	9,8	38	3,6	25,1	11,3
291	-	V	564,4	575,0	37,6±	8,7	145	10,6	27±	11,9
292	-	VI	602±	605,4±	63,6±	9,9 ?	35	3,4±	60,2±	12,1
293	-	III	665,6	683,1	58	8,18	417	17,5	40,5	11,9
294	-	II	723,6	730,2	62,1	8,50	116	6,6	55,5	11,85
295	-	III	785,7	803,7	56,6	8,30	383	18,0	38,6	11,9
296	-	VI	842,3	846,	24,7	9,68	50	3,7	21	11,7
297	-	VII	867,0	878,5	72±	8,88	135	11,5	60,5	11,95
298	-	III	939±	952,8	52±	8,30	303	13,8	38,2	12,0
298a	-	VI	(991)	(991)	23,3	10,2	31	(0)	23,3	?
299	-	VI	9014,3	9019,9	19,7	9,45	66	5,6	14,1	11,2
300	-	VI	(034)	(034)	20,3	10,0	33	0	20,3	11,5
301	-	VII	054,3	076,2	64,9	8,27	395	21,9	43,0	11,9
302	-	VII	119,2	129,0	47,6	8,7	124	9,8	37,8	11,8
303	-	VI	166,8	172,3	47,8	9,3	61	5,5	42,3	11,8
304	-	I	214,6	230,0	53,6	8,32	322	15,4	38,2	11,45
305	-	II	268,2	275,7	34,4±	8,55	123	8,5	27±	11,5
306	-	V	302,6±	312,0	45,5±	8,75	149	9,4	36±	11,2
307	-	-	348±	357,9	57,2±	8,55	151	9,9±	47,4	11,8
308	-	III	405,3	423,6	75,5	8,35	360	18,3	57,2	11,8
309	-	II	480,8	487,6	65,5	8,38	129	6,8	58,7	11,7
310	-	II	546,3	554,5	43,1	8,44	144	8,2	34,9	11,5
311	-	V	589,4	599,1	35,6	8,9	136	9,7	25,1	11,8
312	B2	IV	625	631	51	8,82	100	6	45	11,8
313	C5	III	676	691±	64±	8,51	301	15±	49±	11,7 ?
314	A3	II	740±	748±	60±	8,68 ?	218	8±	52±	12,0
315	A5	II	800	809	52	8,5	162	9	43	11,8
316	B3	I	2429852	2429866	58	8,46	283	14	44	11,7
317	C3	VII	910	919	70	8,9	115	9	61	11,85
318	A8	I	980	994	71 ?	8,39	248	14	57	12,0
319	-	-	30051 ?	-	63 ?	8,7 ?	-	<10	-	12,0
320	A9	I	114	30130	52	8,21	384	16	36	12,0
321	C2	V	166	175	62	8,68	139	9	53	12,0
322	A6	I	228	242	52	8,36	331	14	38	11,85
323	C2	V	280	290	48	8,33	162	10	38	11,7
324	A6	I	328	343	48	8,41	313	15	33	11,85
325	A1	II	376	382	-	8,62	107	6	-	11,7 ?
326	-	-	-	444,6±	-	-	-	-	45,4±	12,0
327	A10	I	490	508	62	8,38	316	18	44	11,8
328	A4	II	552	560	79	8,42	159	8	71	11,8
329	A9	I	631	647	97	8,28	368	16	81	11,9
330	A3	II	728	736	50	8,55	135	8	48	12,0
331	C4	III	778	792±	71	8,2±	326	15	57	11,8±
332	A2	II	849	857	102	8,5	136	8	94	11,95
333	A8	I	951	966	78	8,32	325	15	63	11,9
334	A3	II	1029	1036	98	8,39	142	7	91	11,9
335	A7	I	127	141	88	8,30	301	14	74	11,9
336	B2 ?	-	215	223	62	-	121	8	54	11,9
337	B4	III	277	290	67	8,33	326	13	54	11,9
338	A4	II	344	351	42	8,36	140	7	35	11,9
339	A7	I	386	401	62	8,45	312	15	47	11,9
340	A7	I	448	462	57	8,58	264	14	43	11,85
341	A3	II	505	513	35	8,33	178	8	27	11,9 ?
342	A6	I	540	553	44±	8,28	316	13	31	11,8 ?
343	A1	II	584±	589	25±	8,20	133	5	20	11,9
344	A1	II	609	616	26	-	91	7	19	11,8 ?
345	A8	I	635	651	40	8,28	339	16±	34	11,8
346	A1	II	675	681	30	8,4	102	6	24	11,7
347	A4	II	705	712	25	8,73	110	7	18	11,8
348	A10	I	730	746	48	8,48	288	16	32	11,95
349	A2	II	778	784	38	8,70	113	6	32	12,0 ?
350	-	V	816	828	32	8,9	131	12	20	12,0 ?
351	C1	VI	(848)	(848)	70	10,04	21	0	70	11,9
352	A10	I	918	935	73	8,16	465	17	56	12,0
353	A5	V	991	2000	75	8,56	150	9	66	11,95
354	A9	III	2066	083	81	8,16	394	17	64	11,9
355	B2	IV	147	156	64	8,42	149	9	55	11,95
356	C5	III	211	227	62	8,48	284	16	46	11,9
357	C1	VI	273	278	31	9,65	57	5	26	11,9
358	A3	II	304	312	86	8,4	183	8	78	12,0
359	A9	I	390	406	48	8,17	385	16	32	11,9
360	A3	II	438	446	37	8,59	128	8	29	11,9

Liste des maxima de SS Cyg *(suite)*

N°	T_1	T_2	I 10,0	D 10,0	p	m_{max}	E	d	d′	$\overline{m}_{min}$
361	A2	II	24324?5	24324?2	47	8,50	123	7	40	11,9
362	A9	I	522	537	61	8,40	301	15	46	11,9
363	A3	II	583	589	37	8,33	128	6	31	12,0
364	A10	I	620	638	66	8,70	318	18	48	12,0?10,9
365	A5	II	686	695	34	8,46	180	9	25	11,4
366	C1	VI	720	724	25	9,66	47	4	21	11,0
367	C1	VI	745	747	97	9,86	26	2	95	11,95
368	A9	I	842	856	50	8,35	303	14	36	11,6
369	C3	V	892	903	44	8,83	129	11	33	11,5
370	C2	V	936	944	44	8,55	137	8	36	11,9
371	C6	III	980	998	68	8,6 ?	303	18	50	11,9
372	C2	V	3048	3057	66	9,02	107	9	57	11,95
373	A9	III	114	129	70	8,30	349	15	55	11,7
374	A7	I	184	197	65	8,4	259	13	52	11,6
375	A2	II	249	257	50	8,58	125	8	42	11,8
376	A7	I	299	312	66	8,42	267	13	53	11,8
377	C2	V	365	373	87	8,70	116	8	79	11,9
378	A8	I	452	467	68	8,23	335	15	53	11,9
379	A3	II	520	527	63	8,42	146	7	56	11,8
380	B4	III	583	600	58	8,31	343	17	41	11,95
381	A2	II	641	649	76	8,44	122	6	68	11,95
382	B4	III	717	734	50	8,27	370	17	33	11,9?11,5
383	C2	V	767	775	43	9,0	113	8	35	11,5
384	C5	III	810	826	72	8,29	341	16	56	11,9
385	A3	II	882	890	41	8,32	171	8	33	11,8
386	A7	I	923	937	58	8,39	305	14	44	11,95
387	A2	II	981	988	36	8,46	119	7	29	11,95
388	A4	II	4017	4026	44	8,73	135	9	35	11,95
389	B3	III	061	076	59	8,4±	325	15	44	12,0 ?
390	A2	II	120	128	36	8,20	182	8	28	11,9
391	A8	I	156	171	55	8,35	352	15	40	11,8
392	A1	II	211	217	48	8,4	127	6	42	11,8
393	B4	III	259	275	76	8,27	373	16	60	11,8
394	B3	III	335	349	85	8,30	306	14	71	11,85
395	A6	I	420	432	-	8,25	289	12	-	11,9
396	-	-	-	478	-	-	-	-	30	11,9
397	B3	III	508	522	53	8,15	358	14	39	11,85
398	A2	II	561	567	39	8,39	120	6	33	11,8
399	A7	I	600	614	43	8,23	327	14	29	12,0
400	A1	II	643	650	39	8,81	99	7	32	12,0
401	A7	I	682	696	54	8,43	317	14	40	11,9
402	A2	II	736	743	30	8,35	135	7	23	11,8
403	A5	II	766	777	-	8,55	162	11	-	11,8
404	A10 ?	I	-	828	-	8,2 ?	-	-	35	11,8 ?
405	A4	II	863	872	52	8,4 ?	-	9	43	11,95

N°	T_1	T_2	I 10,0	D 10,0	p	m_{max}	E	d	d′	$\overline{m}_{min}$
406	A9	I	24?4915	24?4929	47	8,20	353	14	33	11,95
407	C3	V	962	971	38	8,57	149	9	29	11,85
408	B3	III	5000	5014	57	8,39	304	14	43	11,95
409	A4	II	057	065	59	8,53	135	8	51	11,85
410	A7	I	116	130	51	8,25	302	14	47	11,85
411	A6	-	177	189	45	8,30 ?	310±	12	33	11,90
412	A2	II	222	228	43	-	-	6	37	11,90
413	A7	I	265	278	62	8,30	285±	13	49	11,65
414	A5	IV ?	327	336	44	8,3	185	9	35	11,60
415	C5	III	371	388	51	8,3	334	17	34	11,70
416	A3	II	422	429	40	8,4	119	7	33	11,75
417	A2	II	462	470	34	8,6	128	8	26	11,85
418	A6	I	496	510	40	8,4±	-	14	26	-
419	A1	II	536	542	25	8,3 ?	-	6	19 ?	-
420	D2 ?	-	561 ?	569 ?	57	8,9 ?	-	8 ?	49 ?	12,0
421	A9	-	618	634	49	8,2	-	16	33	11,6
422	A2	II	667	674	35	8,4	128	7	28	11,8
423	A1	II	702	709	41	8,75±	110	7	34	11,9
424	A8	I	743	758	45	8,3	320	15	30	11,75
425	D2	V	788	797	36	8,60	127	9	27	11,8
426	A5	II	824	833	40	8,5	143	9	31	11,8
427	A6	I	864	878	35	8,4	267	14	21	11,8
428	A1	II	899	905	35	8,65±	80	6	29	12,0±
429	B1	II	934	940	53	8,3	112	6	47	11,9
430	B4	I	987	6003	86	8,2	-	16	70	-

12.0. Les valeurs de d_2 et de $E + d_2 = \int_{\text{explosion}} I_v \, dt$ ont été publiées par KRUYTBOSCH (1928) pour les explosions nos 0 à 221 (1). J'en ai déduit la valeur de E (sauf quelques corrections et additions, notamment pour les nos 88 à 94). Pour les maxima postérieurs, les valeurs de E ont été mesurées au planimètre sur les courbes d'intensité tracées d'après les données du tableau 1. Pour une *espèce* donnée de maximum, nous avons vu (chap IV,2) que U — B et B — V sont bien définis à $\pm$ 0.06 magnitude près ; E est donc une mesure de l'énergie lumineuse *totale* avec une erreur probablement inférieure à 6 %.

Enfin la colonne 8 donne la magnitude moyenne entre deux explosions, telle qu'elle a été déterminée par L. CAMPBELL (1934) pour les explosions nos 1 à 266 ; pour les explosions postérieures, elle a été lue approximativement sur les courbes de lumière.

Le tableau 3 donne la liste des explosions que j'ai classées dans le groupe VII ; elles sont caractérisées par un palier sur la branche ascendante de la courbe de lumière. On peut signaler que plusieurs maxima présentent cette particularité à un degré moindre ou de façon douteuse, ce sont les maxima courts 93, 132, 137, 350 ; les maxima longs 200 et 393. Quelques maxima présentent un palier ou une bosse pendant le déclin : ce sont les maxima 226, 233, 273, 316, vers les magnitudes 8.69, 9.28, 8.82 et 8.69 respectivement.

TABLEAU 3

MAXIMA DU GROUPE VII

MAXIMA COURTS :							
N°	94	143	155	246	297	403	317
T_1	D_3	C_3	D_2	D_2	—	—	—
m_{palier}	9.34	9.95	10.08	9.72	9.36	9.40 et 9.13	9.64
MAXIMA LONGS :							
N°	92	301					
T_1	D_3	—					
m_{palier}	9.28	9.17					

Le maximum 271 semble difficile à classer : il a une vitesse de croissance trop grande (0.80 magnitude par jour) pour appartenir au groupe VI, un éclat au maximum $m_{\max} = 9.40$ anormalement faible pour le groupe IV (2).

Les explosions du groupe VI font l'objet d'une note séparée (M. C. ZUCKERMANN, à paraître).

(1) Il faut prendre garde au numérotage de KRUYTBOSCH, qui diffère de celui de CAMPBELL.

(2) Ces données sont confirmées par la courbe de lumière due à la British Astronomical Association (R. G. ANDREWS, 1959, *Journ. of the British Astr. Ass.*, **69**, 4).

2. LOIS DE SUCCESSION.

Les tableaux 4 à 6 donnent pour les explosions 1 à 430 :

a) le nombre de transitions observées d'une explosion de catégorie i à une explosion de catégorie j ;

b) les fréquences observées, estimations des probabilités de transition, c'est-à-dire des probabilités qu'une explosion soit de la catégorie j sachant que l'explosion précédente était de la catégorie i. L'erreur quadratique moyenne sur f_{ij} est de l'ordre (1) de $\frac{1}{\sqrt{n_i}} \sqrt{f_{ij}\,(1 - f_{ij})}$, où n_i est le nombre observé d'explosions de la catégorie i.

TABLEAU 4

SUCCESSION DES CARACTÈRES LONG (1) ET COURT (2) DES EXPLOSIONS DE SS CYG

a) i \ j	1	2	*b*) i \ j	1	2
—	—	—	—	—	—
1	21	158	1	0.117	0.883
2	153	70	2	0.686	0.314

TABLEAU 5

SUCCESSION DES CARACTÈRES NORMAL (1) ET SYMÉTRIQUE (2) DES EXPLOSIONS DE SS CYG.

a) i \ j	1	2	*b*) i \ j	1	2
—	—	—	—	—	—
1	189	65	1	0.744	0.256
2	67	81	2	0.453	0.547

Le simple examen du tableau 6*a*) fait apparaître un caractère tout à fait remarquable : il y a autant de transitions d'une explosion de catégorie i à une explosion de catégorie j que de transitions d'une explosion de catégorie j à une explosion de catégorie i. En d'autres termes, la succession des 5 catégories d'explosions de SS Cyg est *réversible*. Ceci est naturellement vrai pour la succession des caractères long et court, ou symétrique et normal.

Le caractère de réversibilité se retrouve pour les

(1) L. MARTEL, *Thèse*, 1961, *Ann. Astr.* **24**, 267.

TABLEAU 6

SUCCESSION DES GROUPES DE MAXIMA DE SS CYG.

a)

i \ j	1	2	3	4	5
1	11 ± 3.7	75 ± 5.5	5 ± 2.5	30 ± 4.7	3 ± 1.6
2	81 ± 5.3	22 ± 1.4	16 ± 3.8	8 ± 2.7	3 ± 1.7
3	2 ± 1.1	27 ± 3.7	3 ± 1.1	18 ± 3.5	5 ± 2.1
4	22 ± 3.8	7 ± 2.5	21 ± 3.8	11 ± 3.1	6 ± 2.3
5	7 ± 2.2	2 ± 1.4	6 ± 2.2	4 ± 1.8	7 ± 2.2

b)

i \ j	1	2	3	4	5
1	0.09	0.61	0.04	0.24	0.02
2	0.63	0.17	0.12	0.06	0.02
3	0.04	0.49	0.05	0.33	0.09
4	0.33	0.10	0.31	0.17	0.09
5	0.27	0.08	0.23	0.15	0.27

1 : groupe I ; 2 : groupe II ; 3 : groupe III et VII long ; 4 : groupe IV, V et VII court ; 5 : groupe VI.

caractéristiques des minima. Appelons μ_{ij} un minimum précédé d'une explosion de caractère i et suivi d'une explosion de caractère j. On trouve que les distributions de la durée d', de la magnitude moyenne des minima et de l'énergie F émise entre 2 explosions sont très analogues pour les minima de types μ_{ij} et μ_{ji}, alors qu'elles peuvent différer notablement pour des minima μ_{ij} et μ_{kl} tels que μ_{kl} soit différent de μ_{ij} et μ_{ji}.

Du fait du caractère aléatoire de la succession des maxima, on ne peut espérer mettre en évidence que des relations *statistiques* entre diverses caractéristiques des maxima ou des minima. Par exemple, on ne trouve aucune relation entre les énergies émises au cours de 2 ou 3 explosions consécutives des périodes régulières d'alternance.

On a rencontré la même limitation de caractère intrinsèque dans un essai de prévision (chap. IV, 6).

APPENDICE 4

(Calcul des gradients et des couleurs d'une enveloppe)

On sait que l'énergie émise par centimètre cube et par intervalle unité de longueur d'onde par une enveloppe rayonnant par recombinaisons et par transitions free-free est, en ergs :

$$E_{env}(\lambda) = (E_{ff} + E_{fb})\, d\lambda$$

$$= 2{,}02.10^{-27}\, N_i\, N_e\, T_e^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{c_2}{\lambda T_e}} \left[g + \frac{31{,}58.10^4}{T_e} G(m, T_e) \right] \frac{d\lambda}{\lambda_2}$$

où g est voisin de 1,

$$c_2 = 1{,}439 \text{ cm} \times \text{deg},$$

λ est exprimé en centimètres

$$G(m, T_e) = \sum_{n=m}^{\infty} \frac{g_n}{n^3} e^{X_n}, \qquad X_n = \frac{1{,}579.10^4}{n^2\, T_e},$$

$m = 2$ pour le continu de BALMER, 3 pour le continu de PASCHEN, etc... (voir par exemple L. H. ALLER, *Gaseous Nebulae, Chapman et Hall, London*, 1956). On déduit de là les gradients absolus et la discontinuité de BALMER :

$$\varphi_\lambda = 3\bar{\lambda} + \frac{c_2}{T_e} \text{ où } \bar{\lambda} \text{ et } c_2 \text{ sont en microns.}$$

$$D = \log_{10} \frac{g + \frac{31{,}58.10^4}{T_e} G(3, T_e)}{g + \frac{31{,}58.10^4}{T_e} G(2, T_e)}.$$

Les valeurs des gradients indiqués dans le tableau 5.2 sont ramenées dans le système de gradients *relatifs* de l'Institut d'Astrophysique de Paris par la correction + 0,05 sur le gradient bleu ;

on prend $\bar{\lambda} = 0{,}425\ \mu$ pour le gradient bleu et $\bar{\lambda} = 0{,}340\ \mu$ pour le gradient ultraviolet.

On a calculé les couleurs en utilisant les approximations de Bonsack et al. (1957) :

$$B - V = 2{,}5 \log_{10} \frac{E_{env}(\lambda_V)}{E_{env}(\lambda_B)} + 0{,}52.$$

$$U - B = 2{,}5 \log_{10} \frac{E_{env}(\lambda_B)}{E_{env}(U)} - 0{,}335.$$

où $\lambda_v = 0{,}554\ \mu$, $\lambda_B = 0{,}443\ \mu$,

$$E_{env}(U) = w_1 E_{env}(\lambda = 0{,}3388\ \mu) + w_2 E_{env}(\lambda = 0{,}3773\ \mu).$$

En première approximation, on a choisi les poids $w_1 = 0{,}75$ et $w_2 = 0{,}25$.

Les couleurs ainsi obtenues et indiquées dans le tableau 5.2 sont les couleurs du *continu* de l'enveloppe. Elles sont beaucoup plus rouges que la couleur vraie, à cause de la contribution des raies d'émission. Cette contribution dépend de T_e ; en principe, elle peut être calculée exactement connaissant les courbes de réponse du photomètre. Ce calcul n'a pas été fait ici.

Manuscrit reçu le 7 juillet 1961.

BIBLIOGRAPHIE

Abell George O., 1959, *P. A. S. P.*, **71**, 517.

Abt Helmut A. and Grant G., 1959, *Ap. J.*, **129**, 323.

Baillet A., Chalonge D., Cojan J., 1952, *Ann. d'Astr.*, **15**, 144.

Bonsack W. K. et al., 1957, *Ap. J.*, **125**, 139.

Campbell L., 1934, *Harv. Ann.*, **90**, n° 3, 93.

Campbell L. and Sterne Th. E., 1934, *Harv. Ann.*, **90**, n° 6, 189.

Chalonge D., Divan L., 1952, *Ann. d'Astr.*, **15**, 201.

Crawford J. A. and Kraft R. P., 1956, *Ap. J.*, **123**, 44.

Daguillon J. et Lenouvel F., 1954, *Ann. d'Astr.*, **17**, 416 ; 1956, *Journ. Obs.*, **39**, 1 et 9.

Divan L., 1954, *Ann. d'Astr.*, **17**, 456.

Dodson Helen W., Hedeman E. R., McMath Robert R., 1956, *Ap. J. Sup.*, **2**, 241.

Eggen O. J., 1959, *Observatory*, **79**, 135.

Elvey C. T. and Babcock H. W., 1943, *Ap. J.*, **97**, 412.

Engelkemeir Donald, 1959, *P. A. S. P.*, **71**, 522.

Fleming W. P., 1912, *Harv. Ann.*, **56**, 210.

Gorbatskij V. G., 1952, *Journ. Astr. de l'U. R. S. S.*, **29**, 682.

Grant Gordon, 1955, *Ap. J.*, **122**, 566.

Greenstein J. L., 1954, *P. A. S. P.*, **66**, 79 ; 1957, *Ap. J.*, **126**, 23 ; 1960, *Stars and Stellar Systems*, vol. VI : *Stellar Atmospheres*, edited by Greenstein J. L., The University of Chicago Press, chapitre 19.

Greenstein J.L. and Kraft Robert P., 1959, *Ap. J.*, **130**, 99.

Greep P., 1942, *De Lichtwisseling van U Gem. De U Gem — Sterren en de Novae*. Diss. Utrecht.

Grenander Ulf, Rosenblatt M., 1956, *Statistical Analysis of Stationary Time Series*, Almqvist et Wiksell, Stockholm.

Herbig G. H., 1960, *Ap. J.*, **132**, 76.

Herbig G. H. et Walker M. F., 1954, *Ap. J.*, **120**, 278.

Hiltner W. A., 1956, *Ap. J. Sup.*, **2**, 389.

Hiltner W. A., Johnson H. L., Perkins Barbara, 1954, *Ap. J. Sup.*, **1**, 91.

Hinderer F., 1948, *Astr. Nachr.*, **277**, 193.

Holborn F. M., 1957, *Journ. Brit. Astr. Assoc.*, **67**, 36 et 1960, **70**, 134.

Jefferies J. and Pottasch S., 1959, *Ann. Astr.*, **22**, 318.

Johnson H. L. and Mitchell R., 1958, *Ap. J.*, **128**, 31.

Joy Alfred H., 1954, *Ap. J.*, **120**, 377 ; 1956, *Ap. J.*, **124**, 317 ; 1958, *P. A. S. P.*, **70**, 505. Voir aussi article de Joy dans Greenstein J. L., 1960, p. 671.

Joy Alfred H., Humason M. L., 1949, *P. A. S. P.*, **61**, 133.

Kopylov I. M., 1954, *C. R. Ac. des Sc. de l'U. R. S. S.*, **99**, 515.

Kraft R. P., 1958, *Ap. J.*, **127**, 625 ; 1959, *Ap. J.*, **130**, 110.

Kukarkin B. et Parenago P., 1934, *N. N. V. S.*, **4**, n° 8.

Kruytbosch W. E., 1928, *B. A. N.*, **4**, 145.

Lenouvel F., 1951, *C. R.*, **232**, 385 ; 1954 et 1956, voir Daguillon et Lenouvel.

Michard R., 1959, *Ann. Astr.*, **22**, 887.

Martel L., *Thèse*, 1961, *Ann. Astr.*, **24**, 267.

Non Stable Stars, Symposium n° 3 of the *IAU*, Dublin, 1955, edited by G. H. Herbig, Cambridge, 1957.

Petit M., 1958, *Ciel et Terre*, **74**, 195.

Pinto G. et Rosino L., 1959, *Contrib. dell'Oss. Astrof. dell'Univ. di Padova in Asiago*, n° 106.

Rosino L., 1946, *Publ. del Oss. Astr. Univ. Bologna*, **5**, n° 3.

Prendergast K. H., 1960, *Ap. J.*, **132**, 162.

Schatzman E., 1951, *Ann. Astr.*, **14**, 305. ; 1958, *Ann. Astr.*, **21** ; 1959, *Ann. Astr.*, **22**, 436.

Strömgren B., 1939, *Ap. J.*, **89**, 526.

Tukey John W., 1949, The sampling theory of power spectrum estimates, *Symposium on applications of autocorrelation analysis to physical problems*, Woods-Hole, Massachussets., p. 47, Office of Naval Research Department of the Navy, Washington, D. C.

Van der Bilt J., 1904, *Rech. Astr. Utrecht*, **3**.

Walker Merle F., 1954*a*, *P. A. S. P.*, **66**, 71 et 1954*b*, ibid, 230 ; 1956, *Ap. J.*, **123**, 68 ; 1957, Voir *Non Stable Stars* ; 1958, *Ap. J.*, **127**, 319.

Wallerstein George, 1959, *P. A. S. P.*, **71**, 316.

Wellmann P., 1952, *Zeits. für Astr.*, **31**, 123.

Zuckermann M. C., 1958, Étoiles à raies d'émission. 8eme *colloque international d'astrophysique tenu à Liège en juillet* 1957, Mémoires in-8 de la Société Royale des Sciences de Liège, 4e série, **20**, 237.

TABLE DES MATIÈRES

pages

CHAPITRE I. — INTRODUCTION 3

CHAPITRE II. — MÉTHODES D'OBSERVATION ET DE RÉDUCTION.

1. Les observations spectrophotométriques 6
2. Les mesures photoélectriques 9
3. Conclusion 11

CHAPITRE III. — ÉTUDE DES FLUCTUATIONS LUMINEUSES RAPIDES DE SS CYG ENTRE LES EXPLOSIONS.

1. Généralités 11
2. Relation avec le mouvement orbital 14
3. Observations photoélectriques en lumière ultraviolette 14
   A. *Aspect général de la courbe de lumière* 14
   B. *Etude statistique de la fréquence et de la durée des sursauts par la méthode des autocorrélogrammes* . . 18
   C. *Définition de la notion d'Activité* 20
4. Observations photoélectriques en trois couleurs 24
   A. *Distribution spectrale du rayonnement supplémentaire* 24
   B. *Constance de la distribution du rayonnement supplémentaire* 27
   C. *Comparaison aux fluctuations rapides ou aux éruptions de diverses étoiles* 29
5. Conclusion 30

CHAPITRE IV. — LES EXPLOSIONS.

1re partie : Observations Spectrophotométriques et Photoélectriques. 31
1. Récapitulation des données d'observation. Utilisation des données d'autres auteurs . . . 32
2. Couleurs, gradients et discontinuité de Balmer 33
3. L'évolution des raies 38
4. Variations spectrales en fonction de la phase du mouvement orbital 40

2e partie : Étude statistique de la courbe de lumière 44
5. Remarques sur la classification des maxima de SS Cyg. Discussion de la classification proposée par Campbell 44
6. Lois de succession des maxima. Éléments de prévision 46
7. Énergie émise entre deux explosions 47
8. Relation entre les explosions et l'activité au minimum de SS Cyg. 49

CHAPITRE V. — INTERPRÉTATION DES OBSERVATIONS 50

1. État minimum de l'étoile 50
   A. *Données d'observation de SS Cyg entre les explosions* 50
   B. *Données caractérisant l'état minimum de SS Cyg.* 51
   C. *Discussion du modèle proposé par* Joy *et* Eggen. 51
   D. *Modèle pour SS Cyg dans l'état minimum* 52
   E. *Discussion.* 55
2. Interprétation du spectre au cours des explosions 57
3. Nature des fluctuations rapides et de la composante lentement variable 62
4. Discussion 63

APPENDICE 1 65

APPENDICE 2. — COMPLÉMENTS SUR LA MÉTHODE DES AUTOCORRÉLOGRAMMES 66

1. Signification statistique des fonctions d'autocorrélation et de densité spectrale estimées 66
2. Utilisation de plusieurs échantillons 67
3. Influence de lacunes dans les observations 67
4. Cas de la superposition de deux processus stochastiques indépendants 68
5. Application aux observations photoélectriques de SS Cyg 68

APPENDICE 3. — LA COURBE DE LUMIÈRE DE SS CYG 69

1. Liste des maxima de SS Cyg 69
2. Lois de succession 76

APPENDICE 4 77

BIBLIOGRAPHIE 78

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Spectre des éruptions solaires

Vu et approuvé :
Paris, le 25 Octobre 1961,
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. Zamansky.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Roche.